

KELI FABIANA SEIDEL

Efeitos do Preenchimento de Armadilhas de Portadores de Cargas em Transistores Orgânicos de Efeito de Campo

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física do Setor de Ciências Exatas da Universidade Federal do Paraná, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Marlus Koehler

Curitiba

2008

Resumo

Transistores orgânicos de efeito de campo (OFETs) têm atraído grande atenção devido ao seu potencial de aplicação em circuitos integrados de baixo custo e como componente básico de circuitos eletrônicos flexíveis. Porém, o desempenho destes dispositivos é ainda inferior aos similares FETs inorgânicos. Assim, para uma aplicação mais generalizada dos OFETs, é necessário entender os fatores que limitam seu desempenho. Recentemente um modelo baseado no formalismo de cargas superficiais foi proposto por M. Koehler e I. Biaggio [Physical Review B **70**, 045314 (2004)] para descrever a injeção e o transporte de cargas em OFETs. Este modelo, assume um semiconductor orgânico livre de armadilhas como uma camada ativa no canal do dispositivo. Neste trabalho, nós incluímos armadilhas de portadores de cargas no modelo de M. Koehler e I. Biaggio, assumindo que as armadilhas encontram-se distribuídas em mais do que um nível discreto de energia no *gap* do semiconductor. Do modelo, nós observamos que o preenchimento das armadilhas com o aumento da tensão do portão (V_g) induz uma transição de preenchimento das armadilhas na corrente fonte-dreno (I_{DS}) como uma função de V_g . Neste regime a corrente aumenta rapidamente com uma pequena variação da tensão do portão. Antes e depois da transição de preenchimento das armadilhas a corrente varia com o quadrado da tensão do portão. Foi possível também analisar a dependência da mobilidade e da corrente sobre parâmetros como, a densidade de armadilhas e as taxas de emissão e captura das armadilhas. Nós também encontramos que o valor da tensão do portão necessária para iniciar a transição e preenchimento das armadilhas depende fortemente da densidade de armadilhas. Este efeito é similar ao que é observado na tradicional teoria da corrente limitada por cagas espaciais para dispositivos de dois terminais [Lampert M. A. and Mark P., Current Injection in Solids, New York, 1970, Academic Press].

Abstract

Organic field effect transistors (OFETs) have attracted great attention due to its potential application in low cost integrated circuits and as the basic component for flexible electronic circuits. However, the performance of these devices is still inferior to similar inorganic FETs. Thus, for a more generalized application of the OFETs, it is necessary to understand the factors that limit their performance. Recently a model based on the surface-charge formalism was proposed by M. Koehler e I. Biaggio [Physical Review B **70**, 045314 (2004)] to describe the charge injection and transport in OFETs. This model, however, assumes a trap-free organic semiconductor as active layer in the device's channel. In this work, we include traps of charge carriers in the model of M. Koehler e I. Biaggio, assuming that these traps can be distributed in more than one discrete energy level in the semiconductor's gap. From the model, we observe that the filling of the traps with increasing gate voltage (V_g) induces a trap-filling transition in the source-drain current (I_{DS}) as a function of V_g . In this regime the current increases steply with increasing gate voltage. Before and after the trap-filling transition the current varies with the square of the gate voltage. Following this procedure, we are able to analyze the dependence of the mobility and the current on the traps's parameters, like the trap density, and the trap's emission and capture rates. We also find that the value of the gate voltage necessary to start the trap-filling transition depends strongly on the trap's density. This effect is similar to what is observed in the traditional space-charge-limited current theory for a two-terminal device [Lampert M. A. and Mark P., Current Injection in Solids, New York, 1970, Academic Press].

Agradecimentos

Agradeço à todos aqueles que contribuíram de alguma forma para a realização deste trabalho, em especial:

- Ao professor Marlus Koehler pela orientação, pela paciência e pelos ensinamentos.
- À minha família pelo incentivo que sempre me deram, e pelos valores que me foram passados.
- Aos meus professores de pós-graduação.
- Aos meus amigos pelo companheirismo e pelas discussões produtivas.
- Aos professores membros da banca de dissertação, Ivo Alexandre Hümmelgen, José Arruda de Oliveira Freire, Luiz Guilherme de Carvalho Rego e Marcos Gomes Eleutério da Luz, pelas correções e sugestões dadas ao trabalho.
- Ao grupo de Dispositivos Optoeletrônicos Orgânicos (UFPR).
- À capes, pelo financiamento da pesquisa.

Sumário

Resumo	ii
Abstract	iii
Agradecimentos	iv
Sumário	v
1 Introdução	1
2 Fundamentação Teórica	5
2.1 Propriedades Elétricas dos Semicondutores Orgânicos	5
2.2 Transporte de Cargas em Semicondutores Orgânicos	11
2.2.1 Teoria da Corrente Limitada por Carga Espacial	14
2.3 Transistor Orgânico de Efeito de Campo (OFET)	19
2.3.1 Equações do Transistor Orgânico de Efeito de Campo (OFET)	20
3 Modelo	24
3.1 Transporte de Portadores na Presença de Estados de Armadilhas Dis-	
tribuídos em Níveis Discretos de Energia	24
3.1.1 Interpretação Física do Parâmetro α	29
3.2 Aproximação Analítica para um Nível de Energia de Armadilhas . . .	30
3.3 Influência da Espessura do Canal Condutor no Comportamento do	
OFET	33

4	Resultados e Discussões	36
4.1	Análise do Transporte de Cargas na Presença de Estados de Armadilhas com Níveis Discretos de Energia	36
4.2	Influência da Espessura do Canal Condutor no Comportamento do OFET	45
4.2.1	Comportamento do OFET na Presença de Armadilhas Distribuídas em Múltiplos Níveis de Energia	51
4.3	Comparação com Dados Experimentais	52
4.4	Aproximação Analítica para um Nível de Armadilha	54
5	Conclusão	58
	Trabalhos Futuros	60
	Apêndice	61
	A1 - Análise da Corrente de Difusão	61
	A2 - Distribuição Exponencial de Armadilhas	63
	Bibliografia	67

Capítulo 1

Introdução

Em 1930, Lilienfield propôs pela primeira vez o conceito de transistor de efeito de campo (do inglês, *Field Effect Transistor (FET)*), o qual foi utilizado na prática a partir de 1960, trazendo grande avanço principalmente à microeletrônica [1, 2]. O funcionamento de um FET baseia-se na modulação da intensidade da corrente elétrica fluindo entre o eletrodo chamado fonte até o eletrodo chamado dreno, através de um terceiro eletrodo, chamado eletrodo portão [3, 4]. O portão encontra-se posicionado paralelamente à direção da corrente entre a fonte e o dreno. Este fenômeno, onde a condutividade do semicondutor é modulada por um campo elétrico aplicado normal à superfície do semicondutor, é denominado efeito de campo.

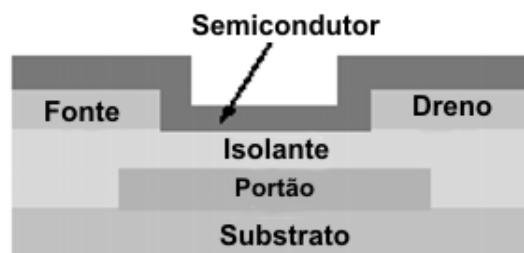


Figura 1.1: *Ilustração do transistor de efeito de campo com arquitetura de transistor de filme fino de contato de base. Figura adaptada da referência [5].*

Com a descoberta acidental, em 1977, da condutividade elétrica em filmes de poliacetileno dopado surgiu o interesse de aplicação de polímeros conjugados para o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos [6]. Estes polímeros condutores têm gerado uma revolução na eletrônica devido as vantagens de aplicação em áreas tec-

nológicas que estes materiais apresentam vantagens em comparação aos seus similares inorgânicos, tais como: facilidade no processamento, flexibilidade mecânica (podendo ser útil na construção de circuitos eletrônicos flexíveis) e baixo custo de produção [7].

A idéia de utilizar polímeros conjugados para construir um transistor orgânico de efeito de campo (OFET) surgiu anos mais tarde, sendo apresentado como um dispositivo eletrônico com potencial apenas em 1987, através de Koekuza e co-autores [2]. Porém, comparado aos semicondutores inorgânicos cristalinos, os semicondutores orgânicos apresentam baixa condutividade elétrica, devido à desordem estrutural que estes materiais apresentam. Mesmo assim, avanços ocorreram devido ao progresso na ciência e tecnologia destes materiais, gerando, nos últimos anos, uma aumento na mobilidade de portadores de cargas (μ). Atualmente, a mobilidade de portadores de cargas obtida em OFETs possui valores comparáveis à FETs de silício amorfo ($\mu \approx 1,0 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) [6]. (Figura 1.2)

Como os valores de mobilidade de portadores de cargas em materiais orgânicos são, em geral, menores do que os valores em materiais inorgânicos cristalinos, os OFETs não são dispositivos indicados em aplicações que requeiram alta velocidade de chaveamento. Porém, já vêm sendo usados de forma satisfatória em aplicações como: cartões inteligentes (*smart cards*)¹, etiquetas de identificação eletrônica e dispositivos de chaveamento eletrônico para controle de *pixels*² de um *display* de matriz ativa³, baseados em cristal líquido ou diodo orgânico emissor de luz (Figura 1.3) [5][6].

Ao longo dos anos foram propostos modelos afim de descrever o comportamento dos OFETs, baseado tanto numa descrição microscópica quanto macroscópica. Porém, muitos aspectos do funcionamento desses dispositivos ainda não conseguem ser bem explicados por esses modelos já que semicondutores orgânicos, em sua grande maioria, apresentam desordem estrutural e defeitos estruturais dificultando a descrição do transporte de cargas nestes materiais. Portanto, neste trabalho procuramos desenvolver um modelo, cujo intuito, é descrever o transporte de cargas

¹**smart cards**: semelhante a um cartão de crédito em forma e tamanho, porém com a capacidade de processamento, pois possui um microprocessador e memória que armazena informações eletrônicas, ambos com sofisticados mecanismos de segurança.

²**pixels**: menor componente de uma imagem ou figura sobre a tela de um tubo de raios catódicos, geralmente um ponto colorido. Quanto maior o número de pixels por polegada, maior a resolução [6].

³**display de matriz ativa**: tipo de display plano onde a emissão luminosa de cada pixel é controlada por um transistor de efeito de campo de filme fino (TFT) [6].

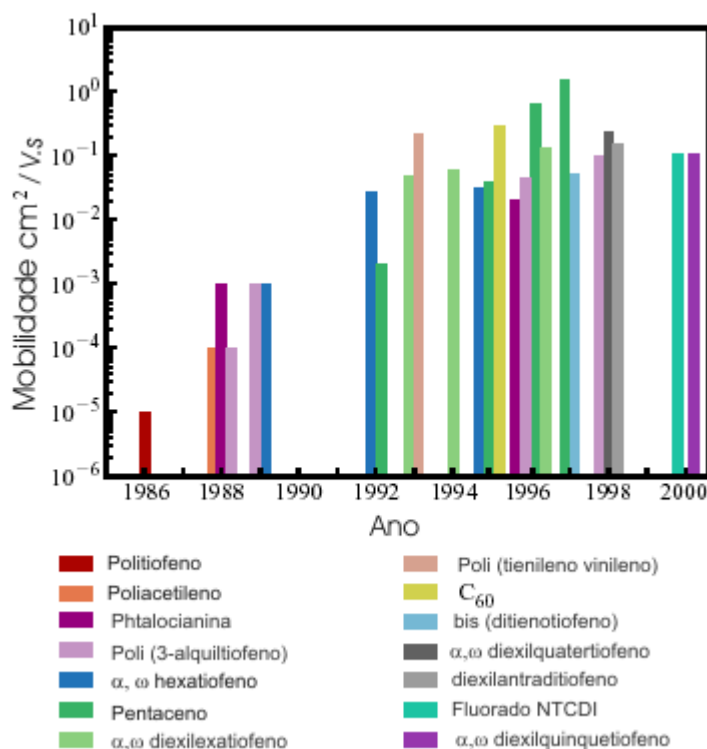


Figura 1.2: Gráfico semi-logarítmico para os maiores valores de mobilidade de portadores de cargas obtidos para transistores de filme fino fabricados a partir de polímeros e oligômeros semicondutores versus os anos de 1986 à 2000. Figura adaptada da referência [5].

em semicondutores orgânicos de uma maneira simplificada através de parâmetros macroscópicos, fazendo comparações com a descrição em materiais cristalinos.

Para isto, é feita uma abordagem fenomenológica de transistores de efeito de campo utilizando um material isolante (não dopado) como camada ativa do dispositivo. Em particular, nosso interesse é modelar as propriedades elétricas dos OFETs e estudar os principais parâmetros físicos que controlam o seu desempenho. O presente trabalho estrutura-se na seguinte forma:

No capítulo 2 é dada uma explanação de algumas propriedades elétricas dos polímeros conjugados relevantes para este trabalho, assim como uma descrição de como se dá o transporte de portadores de cargas nestes filmes orgânicos semicondutores. Neste capítulo, são apresentados ainda os princípios básicos de funcionamento dos OFETs.

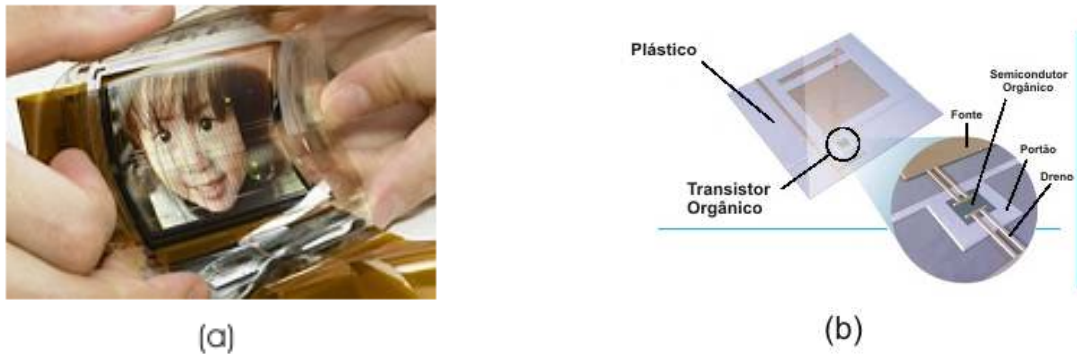


Figura 1.3: (a) *Display Orgânico de matriz ativa desenvolvido pela Sony. A tela de 2,5 polegadas pode exibir imagens com uma resolução de 120×160 pixels e com 16,7 milhões de cores. [8]* (b) *Representação esquemática do controle de intensidade luminosa de cada pixel ou diodo orgânico emissor de luz (OLED) em displays de matriz ativa, através de um transistor orgânico de efeito de campo (OFET). [6]*

No capítulo 3 é apresentado o modelo desenvolvido para analisar o comportamento do OFET através de curvas características⁴ e curvas de transferência⁵.

Na sequência, capítulo 4, é discutido os resultados obtido através do modelo.

Por fim, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões, assim como as indicações para trabalhos futuros.

⁴**curva característica:** Gráfico da corrente entre a fonte e o dreno (I_{DS}) versus a tensão entre a fonte e o dreno (V_{DS}).

⁵**curva de transferência:** Gráfico da corrente entre a fonte e o dreno (I_{DS}) versus a tensão do portão (V_g).

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

2.1 Propriedades Elétricas dos Semicondutores Orgânicos

Semicondutores orgânicos são materiais que podem dividir-se em monômeros, oligômeros conjugados e polímeros conjugados, sendo denominada como conjugação a alternância entre ligações simples e duplas. Esta classificação é dada em função do número de repetição de um grupo molecular particular, chamado de mero, que são moléculas conjugadas que possuem baixo peso molecular. Desta forma temos: (i) monômeros, quando há uma única molécula conjugada, (ii) oligômeros conjugados, quando há uma pequena repetição deste grupo particular em particular e (iii) polímeros conjugados, que consistem em macromoléculas formadas por uma grande repetição destas moléculas conjugadas (aproximadamente acima de cem repetições) (Figura 2.1). Estes materiais são utilizados como camada ativa em dispositivos eletrônicos [9, 10].

A estrutura eletrônica desses materiais pode ser melhor compreendida através das Figuras 2.2 e 2.3, as quais demonstram a ligação entre dois átomos de carbono e os níveis de energia de uma molécula π conjugada, respectivamente. Na Figura 2.2, as ligações formadas entre estes dois átomos de carbono são do tipo covalente. A sobreposição dos orbitais que possuem hibridização do tipo sp^2 , acabam por formar ligações σ . Já a sobreposição dos orbitais que possuem hibridização do tipo p_z , forma ligações π [9, 11]. A formação destas ligações σ e π é que são responsáveis pelo surgimento das ligações duplas entre os átomos de carbono. Já, o caráter semicondutor

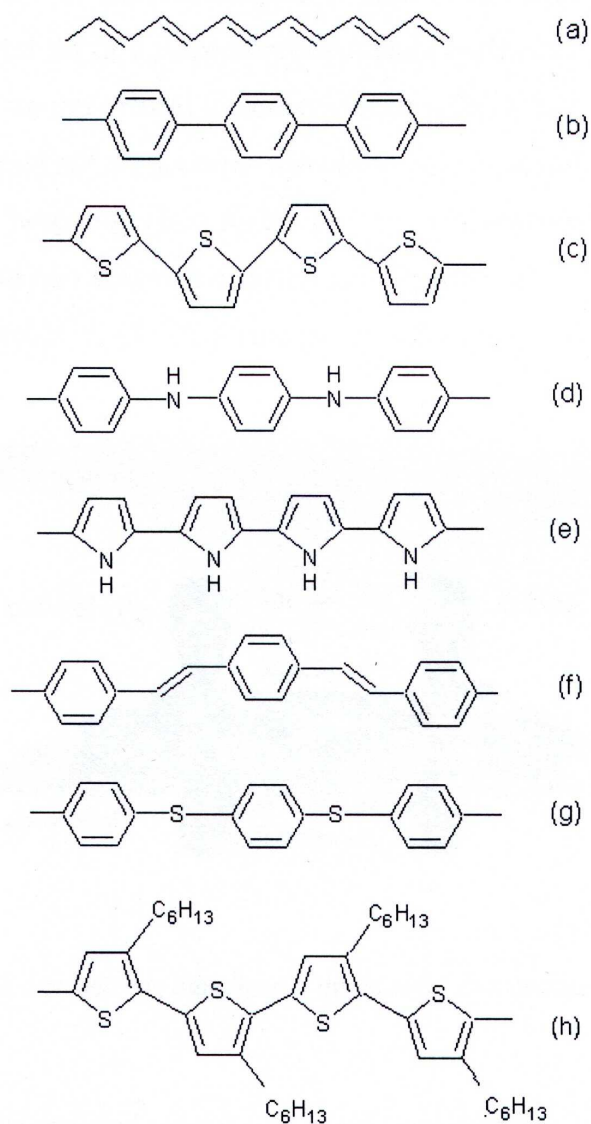


Figura 2.1: Estrutura molecular de alguns polímeros conjugados. (a) poliacetileno, (b) poli-(p-fenileno) (PPP), (c) politiofeno (PT), (d) polianilina (PANI), (e) polipirrol (PPy), (f) poli-(p-fenileno vinileno) (PPV), (g) poli(sulfeto de p-fenileno) (PPS) e (h) poli(3-hexiltiofeno)(P3HT). [9]

destes materiais é devido à alternância entre ligações simples e duplas (Figura 2.1).

As ligações formadas entre os átomos de carbono produzem uma separação nos níveis de energia, formando quatro novos orbitais na molécula: σ (ligante), σ^* (anti-ligante), π (ligante) e π^* (anti-ligante). Assim, a configuração mais estável

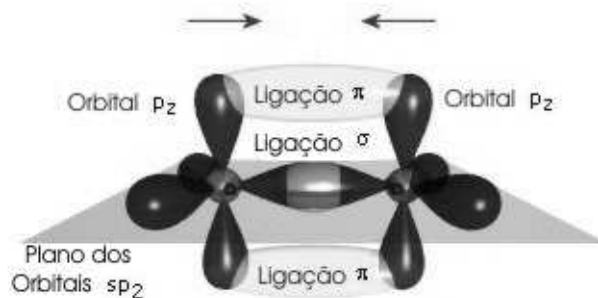


Figura 2.2: Ilustração dos orbitais moleculares e atômicos para uma ligação dupla entre dois átomos de carbono. Figura adaptada da referência [12].

apresentada por este sistema pode ser vista na Figura 2.3, onde cada um dos orbitais menos energéticos, σ e π , acomodam dois elétrons com spin opostos. Como a sobreposição dos orbitais atômicos da ligação σ é maior do que a sobreposição dos orbitais atômicos das ligações π , isto resulta numa maior diferença de energia entre os orbitais moleculares σ e σ^* , que a diferença de energia entre os orbitais moleculares π e π^* . Portanto, as ligações σ são mais estáveis, sendo, as ligações π as responsáveis pelas características de semicondutores destes materiais, pois estão mais sujeitas à excitação eletrônica [9].

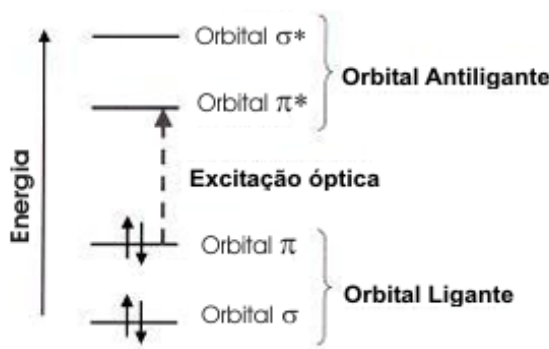


Figura 2.3: Níveis de energia de uma molécula π -conjugada. A menor excitação eletrônica ocorre entre o orbital- π ligante e o orbital- π^* antiligante. Figura adaptada da referência [13].

Através da sobreposição dos orbitais moleculares π (ligantes) e π^* (anti-

ligantes) é possível, então, explicar a estrutura eletrônica dos polímeros conjugados. Estes orbitais, por sua vez, constituem os orbitais de fronteira, designados respectivamente como, HOMO (da sigla em inglês, “*highest occupied molecular orbital*”) e LUMO (do inglês “*lowest unoccupied molecular orbital*”). Em materiais amorfos, não é conveniente falar em bandas de energia, já que os níveis de energia HOMO e LUMO podem variar de molécula para molécula. Assim, os polímeros no seu estado amorfo são formados por um conjunto de níveis de energia discretos resultando numa distribuição de orbitais HOMO e LUMO, formando estados de transporte de portadores de cargas que podem ser comparados à banda de valência e condução, respectivamente, para semicondutores inorgânicos. A diferença de energia entre as distribuições HOMO e o LUMO é a chamada banda proibida de energia (*gap*).

Semicondutores orgânicos podem apresentar desordem estrutural molecular. Mesmo para o caso onde há somente moléculas de uma mesma espécie, os níveis HOMO/LUMO podem variar de molécula para molécula, já que estes níveis dependem tanto da estrutura química da molécula quanto da polarização eletrônica em sua volta. No caso de polímeros, o comprimento efetivo das conjugações também afeta a posição dos níveis HOMO/LUMO. Deve-se ainda levar em consideração as imperfeições estruturais em polímeros que causam flutuações nos comprimentos das conjugações e, como consequência, na distribuição dos níveis HOMO/LUMO. Como resultado, é possível observar que os orbitais não são mais representados como um nível discreto de energia ε_i , mas como uma distribuição de energia $N(\varepsilon_i)$ (Figura 2.4). Esta densidade de estados é bem descrita por uma distribuição Gaussiana de orbitais moleculares localizados de moléculas individuais. [13]

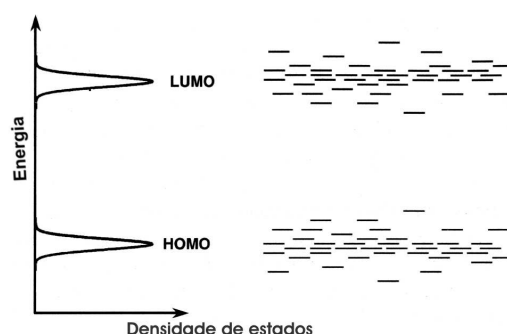


Figura 2.4: Gráfico da Energia versus densidade de estados. Distribuição dos níveis HOMO e LUMO em polímeros conjugados. Figura adaptada da referência [13].

Em relação à distribuição energética das imperfeições estruturais, estas são freqüentemente descritas de duas maneiras: (i) os poucos estados localizados na cauda da distribuição gaussiana acabam formando estados de armadilhas, sendo estes descritos como uma distribuição exponencial de armadilhas; (ii) alguns defeitos estruturais na molécula podem ser localizados em alguns sítios específicos ou possuir um caráter estendido dando origem a defeitos lineares ou planares formando, então, os estados profundos de armadilhas discretas no *gap*. Estes defeitos acabam modificando os níveis de energia ao seu redor, permitindo a presença de estados desocupados no *gap* gerando, portanto, os estados de armadilhas [13]. Convém mencionar que semicondutores orgânicos também podem apresentar impurezas que atuam como estados de aprisionamento de portadores de cargas.

A probabilidade de preenchimento de uma armadilha é dada pela estatística de Fermi-Dirac e será aqui, por conveniência, analisada para materiais cristalinos. Esta relação é baseada, a princípio, na existência de equilíbrio termodinâmico, ou seja, quando não há nenhuma tensão aplicada na amostra. Porém, para os casos onde há um fluxo de corrente este equilíbrio é destruído. Quando uma corrente estacionária passa através de uma amostra, a densidade de portadores livres e aprisionados irá mudar em magnitude e distribuição espacial, mas mantendo o equilíbrio local entre n e n_t . Neste caso é conveniente definir um quasi-potencial eletroquímico, que neste trabalho chamaremos de quasi-nível de Fermi¹ F . Este irá mudar sua posição com respeito à banda de condução (para o caso de transporte de elétrons) sofrendo variações posicionais ao longo da amostra. Isto também ocorre para o caso de injeção de portadores no estado estacionário onde o equilíbrio local entre cargas livres e armadilhadas é sempre mantido (Figura 2.5)[23].

Para quantificar as densidades de portadores de cargas livres e armadilhados em materiais cristalinos tanto no equilíbrio térmico quanto no estado estacionário temos, abaixo, as equações dadas pela estatística de Fermi-Dirac, para:

Densidade de portadores livres no equilíbrio térmico (n_0):

$$n_0 = \frac{N_c}{1 + \exp [(E_c - F_0)/kT]}, \quad (2.1)$$

onde N_c é a densidade de estados na banda de condução, E_c é o nível de energia da banda de condução, F_0 é o nível de Fermi no equilíbrio, k é a constante de Boltzmann

¹Neste trabalho consideramos que de nível de Fermi e quasi-nível de Fermi são equivalentes ao potencial eletroquímico e o quasi-potencial eletroquímico, respectivamente, quanto $T = 0K$.

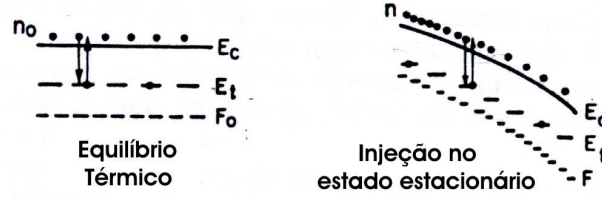


Figura 2.5: À esquerda, caracterização do nível de Fermi em equilíbrio térmico (F_0) e, à direita, caracterização do quasi-nível de Fermi (F) para injeção de cargas no estado estacionário. E_c e E_t representam a energia da banda de condução e a energia da armadilha, respectivamente. As setas para baixo indicam a captura de um elétron para dentro de uma armadilha, assim como a seta para cima indica a re-emissão térmica do elétron para a banda de condução. Adaptado de [14].

e T é a temperatura.

Densidade de ocupação das armadilhas no equilíbrio térmico ($n_{t,0}$):

$$n_{t,0} = \frac{N_t}{1 + \exp[(E_t - F_0)/kT]} = \frac{N_t}{1 + (N/n_0)}, \quad (2.2)$$

onde N_t é a densidade total de armadilhas de uma amostra.

Densidade de portadores livres no estado estacionário ($n(x)$):

$$n(x) = N_c \exp[(F(x) - E_c(x))/kT], \quad (2.3)$$

onde E_c é a energia da banda de condução e $F(x)$ é o nível de quasi-Fermi na posição x .

Densidade de ocupação das armadilhas no estado estacionário ($n_t(x)$):

$$n_t(x) = \frac{N_t}{1 + \exp[(E_t(x) - F(x))/kT]} = \frac{N_t}{1 + (N/n(x))}, \quad (2.4)$$

onde a constante N , definida nas equações (2.2) e (2.4), é dada por:

$$N = N_c \exp[(E_t - E_c)/kT] = cte. \quad (2.5)$$

Como pode ser visto nas equações acima, tanto a densidade de cargas livres quanto a densidade de armadilhas preenchidas para o estado estacionário são funções que dependem da posição. Porém, se analisarmos a razão da densidade de cargas livres, equação (2.3), pela densidade de cargas armadilhadas, equação (2.4), sob a

condição $N \gg n(x)$ (para armadilhas rasas), temos como resultado uma constante. [14]

$$\frac{n(x)}{n_t(x)} = \frac{n(x) + N}{N_t} = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right) = \theta = cte. \quad (2.6)$$

Conforme sua probabilidade de ocupação ($P = n_t/N_t$), é possível ainda distinguir as armadilhas em duas classes. No primeiro caso, ($E_t > F$), a probabilidade de ocupação da armadilha tende a zero, $P \rightarrow 0$, sendo estas, denominadas armadilhas rasas. Já no caso onde ($E_t < F$), a probabilidade de ocupação da armadilha tende a um, $P \rightarrow 1$, e neste caso são denominadas armadilhas profundas. A Figura 2.6 descreve os níveis de energia para o caso onde há transporte de elétrons, sendo que E_{tn1} representa o nível de energia das armadilhas rasas e E_{tn2} representa o nível de energia das armadilhas profundas de elétrons [14, 15, 16]. Ainda podemos observar, na Figura 2.6, um contato do tipo ôhmico onde a altura de barreira de injeção é zero ou negativa. Isto significa que para um semiconductor do tipo n a função trabalho do metal deve ter um valor perto ou menor do que eletroafinidade do semiconductor [18].

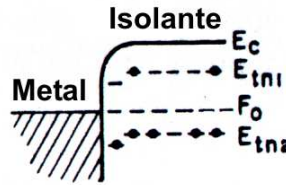


Figura 2.6: *Esquema de diagrama de bandas no estado de equilíbrio. Contato ôhmico de um metal com um isolante para a injeção de elétrons incluindo estados de aprisionamento de elétrons. Figura adaptada da referência [14].*

2.2 Transporte de Cargas em Semicondutores Orgânicos

A descrição do transporte de cargas em semicondutores inorgânicos cristalinos é feita através de estados delocalizados da banda de condução ou valência, ou seja, é um transporte limitado pelo espalhamento dos portadores de cargas. Porém, o

transporte de banda não é aplicado à semicondutores orgânicos desordenados. Nestes materiais o transporte de portadores ocorre entre estados localizados através de um processo chamado *hopping*.

No processo de *hopping*, o transporte de portadores se dá por ativação térmica entre os orbitais moleculares localizados. Neste processo, o elétron que se encontra em um determinado orbital molecular localizado pode absorver ou emitir energia vibracional (fônon) e saltar para um orbital molecular vizinho e com energia diferente àquela encontrada no estado inicial [19, 20, 21].

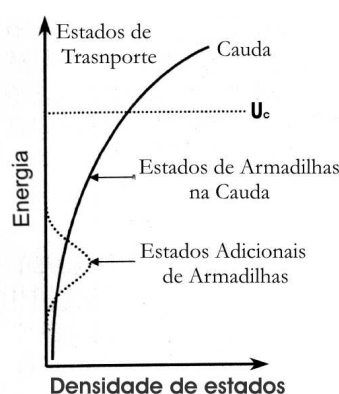


Figura 2.7: Gráfico da energia versus a densidade de estados. Representação esquemática dos estados de armadilhas na cauda, estados de armadilhas adicionais e estados de armadilhas regulares. Figura adaptada da referência [13].

Desta forma, nestes materiais não é fácil distinguir entre estados localizados, que contribuem no transporte, daqueles que atuam como armadilha de carga. Esta distinção ocorre porque, dada uma distribuição de estados localizados no HOMO ou no LUMO (Figura 2.4), é possível observar que a grande maioria dos estados localizados estão distribuídos em estados de energias próximas (centro da distribuição gaussiana), favorecendo o processo de *hopping* entre estes sítios. Porém, nas extremidades desta distribuição gaussiana, existem poucos estados com energia próximas dificultando o transporte entre estes sítios tornando-os estados de armadilhas. Assim, denominando qualitativamente uma borda de condutividade (U_c) para diferenciar estes estados, podemos dizer que todos os estados localizados que encontram-se abaixo desta energia U_c são estados de armadilha. De forma similar, todos os estados localizados que encontram-se acima desta energia U_c são estados que contribuem

para o transporte. Ao lado destes estados de armadilha, formado pela cauda da distribuição de níveis regulares HOMO/LUMO, podem existir ainda estados de armadilhas adicionais para um nível de energia discreto, ou com uma distribuição de energia arbitrária no *gap* abaixo da energia de transporte (Figura 2.7)[13, 22].

As propriedades do transporte de portadores de cargas influenciam fortemente no desempenho dos dispositivos. Fenomenologicamente, o comportamento do fluxo de corrente em dispositivos pode ser descrito através de equações como: equação de Poisson (2.7), equação da corrente de arrasto e difusão (2.8), equação da continuidade (2.9) e a equação de equilíbrio local entre os portadores de cargas livres e os aprisionados pelas armadilhas (2.10).

$$\frac{\epsilon}{e} \frac{dE}{dx} = (n - n_0) + \sum_j (n_{t,j} - n_{t,j,0}), \quad (2.7)$$

$$J = e\mu nE - eD \frac{dn}{dx}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{dJ}{dx} = 0, \quad (2.9)$$

$$n_t(x) = \frac{N_t}{(1 + N/n(x))}, \quad (2.10)$$

onde ϵ é a permissividade do material, e é carga do portador, E é campo elétrico, n é densidade de portadores injetados no material que encontram-se livres dada pela equação (2.3), n_0 é densidade de portadores livres no estado de equilíbrio dada pela equação (2.1), $n_{t,j}$ é densidade de portadores injetados no material que encontram-se armadilhados para o nível de energia j dada pela equação (2.4), $n_{t,j,0}$ densidade de armadilhas ocupadas para o nível de energia j no equilíbrio térmico dada pela equação (2.2), μ é mobilidade efetiva, D coeficiente de difusão, ρ densidade de portadores de cargas dada por $(n(x) + n_0)$ e J o fluxo de corrente.

Através das equações (2.7) e (2.9), alguns modelos de transporte de portadores de cargas em dispositivos já foram propostos, entre estes, a teoria de corrente limitada por carga espacial, que descreve o fluxo de corrente em materiais isolantes para dispositivos de dois terminais, cuja teoria será analisada na seção 2.2.1.

2.2.1 Teoria da Corrente Limitada por Carga Espacial

Em 1948, Mott e Gurney propuseram pela primeira vez um tratamento teórico para injeção de portadores de cargas em isolantes. Mais tarde, em 1959, Rose e Lampert desenvolveram uma descrição mais simplificada, denominada teoria da corrente limitada por carga espacial (do inglês, *Theory of Space Charge Limit Current (SCLC)*), que foi introduzida ao campo de cristais orgânicos por Helfrich e Mark (1962, 1963)[23].

Considere a situação na qual um isolante está montado num sistema tipo sanduíche e entre dois contatos metálicos ôhmicos. Quando portadores de cargas livres são injetados no isolante, tem-se como resultado uma densidade de cargas espaciais não homogêneas. Se esta densidade de portadores for grande o suficiente para o isolante sair da sua neutralidade elétrica, tem-se como resultado uma SCLC. Como a teoria é feita para a corrente no estado estacionário, esta grande densidade de portadores é observada próximo ao eletrodo de injeção onde o campo elétrico é muito pequeno, diminuindo ao longo da espessura do isolante à medida que o campo elétrico vai aumentando.

A análise para a determinação da SCLC parte da equação (2.7) e da equação (2.8), desprezando a corrente de difusão e levando em consideração somente a corrente de arrasto para o estado estacionário. Através destas equações, vamos analisar primeiramente para o caso de injeção de cargas num isolante perfeito (sem armadilhas) e posteriormente, o de um isolante que possua uma densidade de armadilhas de cargas distribuídas em níveis discretos de energia[14, 19]:

I) SCLC na ausência de armadilhas de cargas:

Da equação (2.7), tem-se:

$$\frac{\epsilon}{e} \frac{dE_x}{dx} = n(x) - n_0, \quad (2.11)$$

e da equação (2.8), na qual iremos desprezar a corrente de difusão, tem-se:

$$n(x) = \frac{J}{e\mu E(x)}. \quad (2.12)$$

Substituindo a equação (2.12) na equação (2.11), obtém-se:

$$\epsilon \frac{dE_x}{dx} = \frac{J}{\mu E(x)} - en_0. \quad (2.13)$$

A equação (2.13) pode ser analisada sob duas situações:

i) para baixas tensões, onde podemos desprezar a variação de $E(x)$ com x :

$$\epsilon \frac{dE_x}{dx} \ll en_0,$$

e:

$$E_x = \frac{V}{L}.$$

Sob estas condições da equação (2.13), tem-se :

$$J = en_0 \mu \frac{V}{L}. \quad (2.14)$$

A equação (2.14) descreve a dependência de J *versus* V para o regime ôhmico.

ii) para altas tensões, onde:

$$\epsilon \frac{dE_x}{dx} \gg en_0.$$

Assim, a equação (2.13), torna-se:

$$J = \epsilon \mu E(x) \frac{dE_x}{dx}, \quad (2.15)$$

Supondo a condição de contorno de $E(0) = 0$, e realizando a integração da equação (2.15) com limites de 0 até $E(x)$ para o campo elétrico e, de 0 até x sobre o eixo x , onde $x = L$ corresponde ao comprimento da amostra, obtém-se:

$$E(x) = \left(\frac{2Jx}{\epsilon \mu} \right)^{1/2}. \quad (2.16)$$

Assumindo:

$$E(x) = -\frac{dV}{dx}. \quad (2.17)$$

Substituindo a equação (2.17) na equação (2.16) e integrando com limites de 0 até V para o potencial e de 0 até L sobre o eixo x , tem-se:

$$J = \frac{9}{8} \epsilon \mu \frac{V^2}{L^3}. \quad (2.18)$$

A equação (2.18) é a equação que caracteriza a SCLC descrevendo a dependência quadrática da corrente com a tensão, sendo freqüentemente citada como

lei quadrática livre de armadilhas ou lei quadrática de Mott-Gurney. (Figura 2.8: (a) Região (4) e, (b) região (6)). Esta equação é análoga, em estado sólido, a lei de Child para SCLC no vácuo [23].

A tensão crítica V_c que separa a região de comportamento ôhmico da região quadrática é obtida igualando as equações (2.14) e (2.18):

$$V_c = \frac{8}{9} en_0 \frac{L^2}{\epsilon}. \quad (2.19)$$

II) SCLC na presença de armadilhas rasas de portadores de cargas:

Partindo da equação (2.7), desprezando a densidade de portadores de cargas livres no equilíbrio térmico (n_0) e a densidade de portadores de cargas aprisionados pelas armadilhas no equilíbrio térmico ($n_{t,0}$), tem-se:

$$\frac{\epsilon}{e} \frac{dE(x)}{dx} = (n(x) + n_t(x)), \quad (2.20)$$

como:

$$n(x) + n_t(x) = n(x) \left(1 + \frac{n_t(x)}{n(x)} \right) = n(x) \left(1 + \frac{1}{\theta} \right); \quad (2.21)$$

lembrando que a definição de θ vem da equação (2.6).

Para o caso de armadilhas rasas, $\theta \ll 1$, e a equação (2.21) resulta em:

$$n(x) + n_t(x) = n(x) \left(1 + \frac{1}{\theta} \right) \approx \frac{n(x)}{\theta}. \quad (2.22)$$

Portanto, substituindo a equação (2.22) na equação (2.20), obtém-se:

$$\frac{\epsilon}{e} \frac{dE_x}{dx} = \frac{n(x)}{\theta}. \quad (2.23)$$

Onde $n(x)$ é obtido através da equação (2.8) na qual iremos desprezar a corrente de difusão:

$$n(x) = \frac{J}{\mu E(x) e}. \quad (2.24)$$

Substituindo a equação (2.24) na equação (2.23) e realizando a integração do campo elétrico de 0 até $E(x)$ (sob a condição de contorno de $E(0) = 0$), e no eixo x , de 0 até x , temos:

$$E(x) = \left(\frac{2Jx}{\mu\epsilon\theta} \right)^{1/2}, \quad (2.25)$$

Substituindo a equação (2.17) na equação (2.25) e integrando o potencial de 0 até V e no eixo x de 0 até L , tem-se:

$$J = \frac{9}{8}(\theta\mu)\epsilon \frac{V^2}{L^3}. \quad (2.26)$$

Se compararmos a equação (2.18) à equação (2.26), que descreve a SCLC na presença de armadilhas rasas de cargas, é possível observar que a densidade de armadilhas de portadores influenciam diretamente na mobilidade efetiva dos portadores no material, sem afetar a dependência J versus V . (Figura 2.8: (a) Região (2) e, (b) regiões (2) e (4)). Como $\theta \ll 1$, a mobilidade efetiva é menor que a mobilidade intrínseca do material.

Como o fluxo de corrente aumenta a medida que se aumenta a tensão aplicada, isto faz com que o quasi-nível de Fermi mova-se ficando mais próximo à banda de condução para o caso de transporte de elétrons. Eventualmente, o quasi-nível de Fermi pode cruzar o nível de energia da armadilha de portadores E_t , transformando-a em uma armadilha profunda, ou seja, com uma alta probabilidade (P) de esta armadilha encontrar-se preenchida, ($P \rightarrow 1$). No ponto onde ocorre esta situação, todos os portadores injetados não serão mais armadilhados, ocasionando um grande aumento na corrente. A tensão na qual ocorre este grande aumento na corrente é denominada tensão limite de preenchimento de armadilhas (do inglês, *Trap-filled Limit Voltage* (V_{TFL})), onde a corrente é proporcional a V^n com $n > 2$ (Figura 2.8: (a) Região (3) e, (b) regiões (3) e (5)).

A Figura 2.8 representa duas curvas características de SCLC, sendo que, na Figura 2.8(a) é feita uma descrição de um isolante com apenas um nível discreto de armadilha e a Figura 2.8(b) descreve um isolante com dois níveis discretos de armadilhas.

A tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}), demonstrada no Figura 2.8, pode ser determinada através de uma simples análise eletrostática elementar. Considerando duas placas paralelas temos que, a carga total por unidade de área de uma das placas é proporcional à tensão aplicada entre as placas, sendo a constante de proporcionalidade C , a capacitância or unidade de área [14], ou

$$Q = CV, \quad (2.27)$$

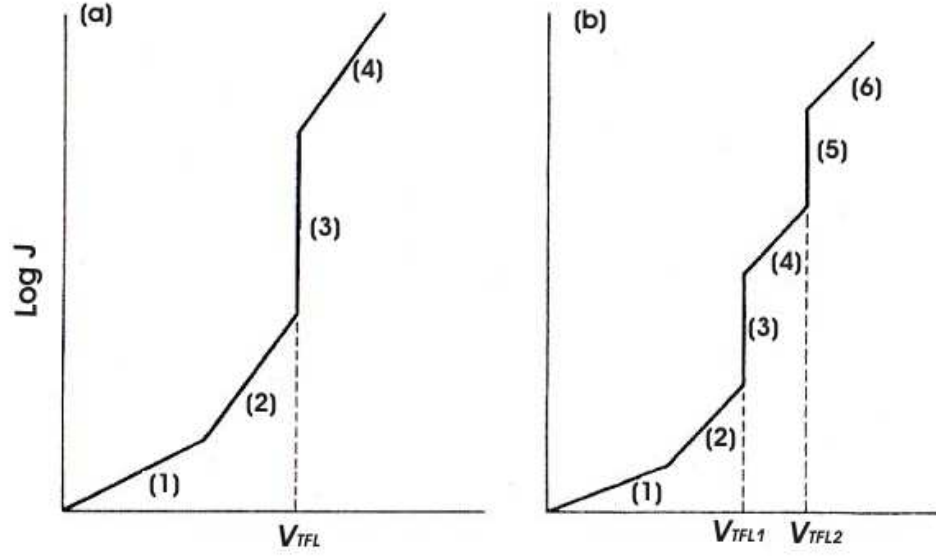


Figura 2.8: (a) Esquema para curva característica de SCLC (um-portador) para um isolante com apenas um nível de armadilha: (1) região ôhmica, (2) Lei de Mott-Gurney na presença de armadilhas rasas, (3) "trap-filled limit"(TFL), marcando o preenchimento de todas as armadilhas que ficam abaixo do quasi-nível de Fermi (4) Lei de Mott-Gurney na ausência de armadilhas, sendo que esta é a corrente máxima possível para SCLC. (b) curva característica de SCLC (um portador) para dois níveis discretos de armadilha: (1) região ôhmica, (2) e (4) Lei de Mott-Gurney na presença de armadilhas rasas, (3) e (5) são limites de preenchimento de armadilhas (TFL) e (6) Lei de Mott-Gurney na ausência de armadilhas. [23].

e

$$C = \frac{\epsilon}{L}, \quad (2.28)$$

onde ϵ é a constante dielétrica do meio entre as placas e L é o espaço entre as placas.

Através das equações (2.27) e (2.28) é possível, então, determinar V_{TFL} . Para isto, devemos lembrar primeiramente que a tensão de preenchimento das armadilhas ocorre quando aproximadamente todas as armadilhas são preenchidas. Levando em consideração que as armadilhas no canal são armadilhas rasas, isto significa que praticamente todas as cargas injetadas no canal irão preencher as armadilhas, portanto:

$$V_{TFL} = \frac{Q_{TFL}}{C} = \frac{ep_t L}{C}, \quad (2.29)$$

onde Q_{TFL} é a carga superficial necessária para ocorrer o preenchimento das armadilhas por unidade de área e p_t é a densidade de armadilhas vazias, dada por:

$$p_t = N_t - n_t = \frac{N_t}{1 + \exp\left(\frac{F-E_t}{kT}\right)} = \frac{N_t}{1 + \left(\frac{n(x)}{N}\right)}. \quad (2.30)$$

Substituindo a equação (2.28) na equação (2.29) encontramos, portanto, a tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}) para os sistemas tipo sanduíche (Figura 2.8: (a) Região (3) e, (b) Regiões (3) e (5)).

$$V_{TFL} = \frac{ep_t L^2}{\epsilon}. \quad (2.31)$$

2.3 Transistor Orgânico de Efeito de Campo (OFET)

Transistores de efeito de campo (FETs) têm como princípio básico modular a intensidade da corrente elétrica que flui entre o eletrodo fonte até o eletrodo dreno, através de um campo elétrico aplicado por um terceiro eletrodo, chamado portão (do inglês, *gate*). Um FET pode apresentar diferentes arquiteturas. Este trabalho é focado no transistor orgânico de efeito de campo (do inglês, *Organic Field Effect Transistor (OFET)*), o qual possui a arquitetura do transistor de filme fino (do inglês, *Thin Film Transistor (TFT)*) (Figura 2.9).

Foi Weimer que, em 1962, propôs o transistor de filme fino (TFT) que possui dois grandes diferencias em relação às outras estruturas de FETs. Primeiro, o semicondutor (canal do dispositivo), consiste em uma camada muito fina; segundo, os eletrodos fonte e dreno formam contatos ôhmicos [1].

Devido as várias aplicações dos polímeros condutores em dispositivos eletrônicos, surgiu também a idéia de utilizar estes materiais como camada ativa em FETs, afim de construir transistores orgânicos de efeito de campo (OFETs). OFETs adotam a estrutura de transistor de filme fino, podendo ser um dispositivo de contato de topo ou de base, sendo que, neste trabalho é focada a arquitetura do TFT com contato de base, já que esta arquitetura é mais utilizada na fabricação de dispositivos (Figura 2.9) [5].

O OFET opera em regime de acumulação, ou seja, aplicada uma tensão entre o portão e a fonte (positiva para o caso de um material do tipo n), este induz portadores majoritários no semicondutor orgânico na interface semicondutor-isolante,

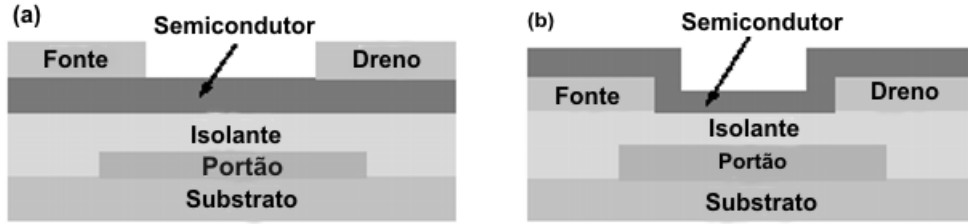


Figura 2.9: Representação esquemática do TFT: (a) dispositivo com contato de topo, (b) dispositivo com contato de base. Adaptado da referência [5].

formando um canal de condução entre a fonte e o dreno. Na subseção seguinte, será feita uma análise das equações que descrevem o comportamento do OFET.

2.3.1 Equações do Transistor Orgânico de Efeito de Campo (OFET)

Como já foi citado na seção 2.3, o OFET opera sob o modo de acumulação, podendo apresentar dois regimes, linear e de saturação. Para compreender o comportamento destes regimes, é necessário ter em vista que o portão é o eletrodo responsável por modular a densidade de portadores de cargas no canal condutor, e a tensão aplicada entre o dreno e a fonte é responsável por drenar estes portadores de cargas do canal condutor. Assim, temos:

(I) Regime linear, que ocorre quando $V_{DS} < V_g$, onde V_{DS} é a tensão aplicada entre o dreno e a fonte e V_g é a tensão aplicada pelo portão. A densidade de portadores livres induzidas no semicondutor é proporcional à V_g , independente de V_{DS} . Assim, sempre que aplicada uma variação ΔV_{DS} na amostra, dentro da condição (I), a corrente apresentará uma variação linear proporcional à esta tensão aplicada.

(II) Regime de Saturação, que ocorre quando $V_{DS} \geq V_g$. Desta forma, quando aplicada uma variação ΔV_{DS} , dentro da condição (II), está não conseguirá drenar mais portadores de cargas do que estão sendo injetados pelo eletrodo portão gerando, portando, uma saturação na corrente.

Para os dispositivos que apresentam esta arquitetura de transistor de filme fino, a determinação das equações partem do princípio de que a equação da corrente no dreno é proporcional à carga total no canal de condução dividido pelo tempo que os portadores de cargas necessitam para atravessar o canal, ou seja:

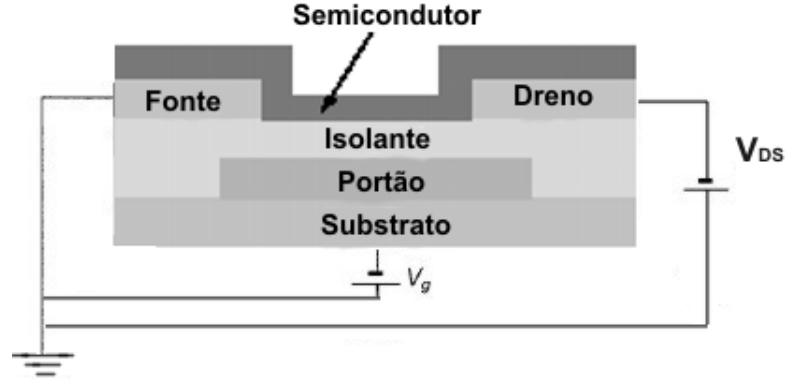


Figura 2.10: Esquema de um transistor orgânico de efeito de campo (OFET) com contato de base na configuração fonte comum. O funcionamento do dispositivo ocorre através de duas tensões diferentes aplicadas, uma ao longo do canal (tensão entre a fonte e o dreno (V_{DS})), e outra através da interface semicondutor-isolante (tensão do portão (V_g)). Adaptada da referência [5].

$$I_{DS} = -\frac{Q_g}{t}WL, \quad (2.32)$$

onde Q_g é a carga total injetada no canal condutor por unidade de área, W e L são a largura e o comprimento do canal, respectivamente, e t o tempo de trânsito, sendo:

$$t = \frac{L}{v},$$

e

$$v = \mu E(x) = \mu \frac{V_{DS}}{L},$$

onde v e μ são a velocidade e a mobilidade efetiva do portador de carga, respectivamente, $E(x)$ o campo elétrico na direção x , V_{DS} a tensão entre a fonte e o dreno e L é a distância entre a fonte e o dreno.

A densidade de portadores de cargas no canal condutor pode variar a cada ponto entre a fonte e o dreno. Isso significa que a cada ponto x dentro do canal há uma tensão local $V(x)$ resultando numa determinada carga total injetada por unidade de área. Assim, para ($V_g > V_T$):

$$Q_g(x) = -C_i(V_g - V_T - V(x)),$$

onde V_T é a tensão limiar (do inglês, *threshold voltage*) que é a tensão mínima que deve ser aplicada ao sistema para que comece haver o acúmulo de portadores de cargas no canal, $V(x)$ é a tensão num ponto x dentro do canal e C_i a capacitância por unidade de área do isolante do portão, dada por:

$$C_i = \frac{\epsilon_i}{d_i} \quad (2.33)$$

onde ϵ_i é a constante dielétrica do isolante do portão e d_i é a espessura do isolante do portão.

Portanto, da equação (2.32), temos:

$$I_{DS} = C_i(V_g - V_T - V(x)) \mu E(x) W,$$

onde:

$$E(x) = \frac{dV}{dx},$$

e portanto:

$$I_{DS} \int_0^L dx = \mu C_i W \int_0^{V_{DS}} (V_g - V_T - V(x)) dV_x, \quad (2.34)$$

Fazendo a integração da equação (2.34) para obter a corrente no regime de acumulação no canal entre a fonte e o dreno, temos:

$$I_{DS} = \mu C_i \frac{W}{L} \left[(V_g - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right]. \quad (2.35)$$

Sendo que o limite de validade para a equação (2.35) é para $V_{DS} \leq 2(V_g - V_T)$, já que este dispositivo só trabalha no regime de acumulação.

Da equação (2.35) podemos analisar os dois regimes citados acima, sendo que:

I) No regime linear, onde $V_{DS} \ll (V_g - V_T)$:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu C_i [(V_g - V_T) V_{DS}]. \quad (2.36)$$

II) No regime de saturação, onde $V_{DS} \geq (V_g - V_T)$, a corrente satura no valor onde $V_{DS} = V_g - V_T$ e, portanto:

$$I_{DS} = \frac{W C_i}{2L} \mu (V_g - V_T)^2. \quad (2.37)$$

Na Figura 2.11, é possível observar duas formas de curvas do OFET que são a curva característica (I_D versus V_{DS}), na qual pode ser observado o regime linear e de saturação, e a curva de transferência (I_D versus V_g). A camada ativa do OFET é formada por um filme de MEH-PPV (do inglês, *2-methoxy, 5 ethyl (2'hexyloxy) paraphenylenevinylene*). O MEH-PPV, assim como a grande maioria dos semicondutores orgânicos são bons condutores de buracos sendo necessário, então, a aplicação de tensão negativa.

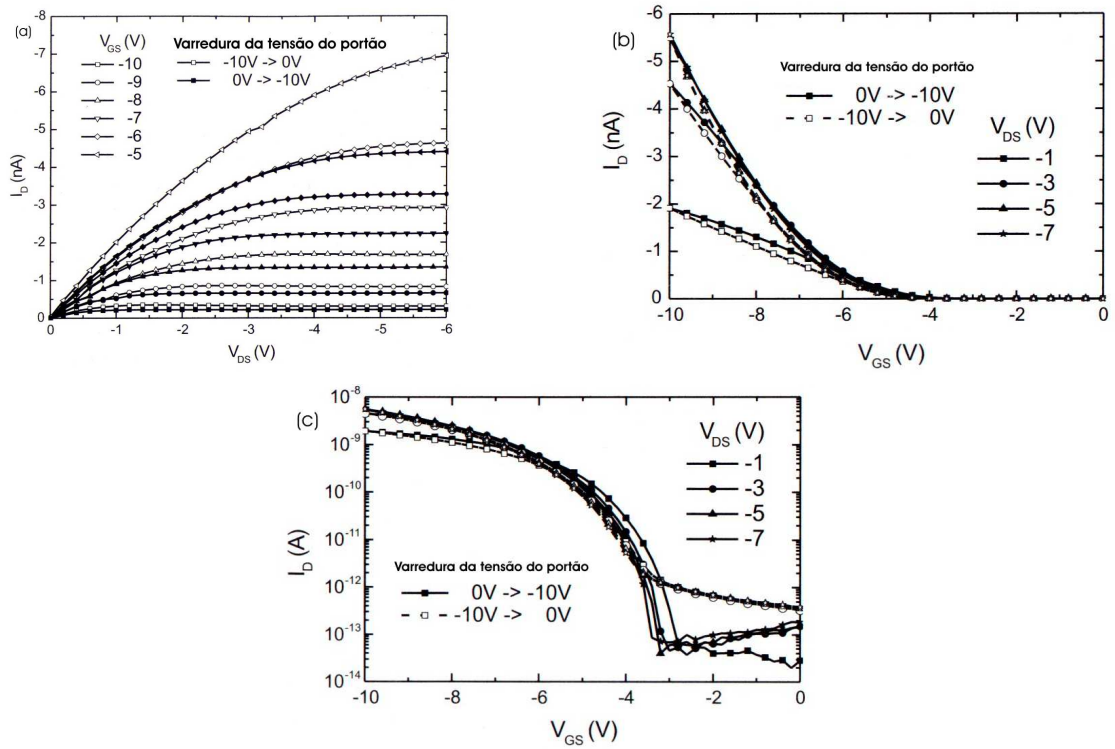


Figura 2.11: (a) Curva característica de um transistor orgânico típico para diferentes tensões do portão; Curva de transferência de um transistor orgânico para diferentes tensões do dreno. (b) escala linear, (c) escala semi-logarítmica. Filme de MEH-PPV, com $L = 50 \mu\text{m}$ e $W = 1 \text{ mm}$. Nas curvas com pontilhado cheio a varredura da tensão foi realizada de 0V à 10V, e nas curvas com pontilhado vazio a varredura da tensão foi realizada de 10V à 0V. [13]

Capítulo 3

Modelo

3.1 Transporte de Portadores na Presença de Estados de Armadilhas Distribuídos em Níveis Discretos de Energia

O modelo apresentado na presente seção é inspirado no formalismo desenvolvido por Koehler e Biaggio [24, 25], que analisa a corrente no canal do FET usando o formalismo de carga superficial, mas sem considerar a presença de armadilhas de portadores de cargas.

Neste trabalho, a análise da corrente é feita utilizando o mesmo formalismo, mas considerando a presença de armadilhas. Nosso objetivo é descrever as propriedades elétricas dos OFETs, mas com uma abordagem fenomenológica, através da qual consideraremos que a camada ativa do dispositivo é constituída por um material isolante, com mobilidade de portadores μ , constante dielétrica ϵ e que possuem armadilhas de portadores de cargas caracterizadas por uma taxa de captura e emissão. Iremos, portanto, desconsiderar a origem microscópica desses parâmetros.

A justificativa para essa abordagem está em algumas características dos polímeros conjugados que influenciam suas propriedades elétricas, como: (i) este material comportar-se como um isolante, ou seja, não possui uma densidade considerável de portadores intrínsecos devido a grande energia de *gap*. Esse *gap* varia tipicamente entre 1,5 eV a 3,5 eV [9]; (ii) apresenta estados localizados que atuam como estados de armadilhas de portadores.

Vamos partir da equação (2.8) levando em consideração somente a contribuição da corrente de arrasto e desprezando, portanto, a corrente de difusão. Assim, temos:

$$J = n(x)e\mu E(x) = n(x)e\mu \frac{dV_x}{dx}, \quad (3.1)$$

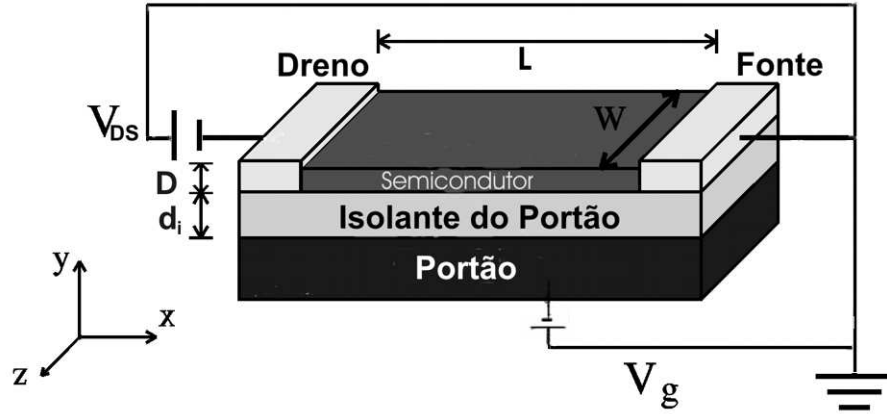


Figura 3.1: Representação esquemática do OFET em relação aos eixos de orientação. D é a espessura do filme semicondutor, d_i é a espessura do isolante do portão, L é o comprimento do canal e W é a largura do canal. Figura adaptada da referência [26].

Como neste caso o fluxo de corrente ocorre através de uma seção plana no canal condutor vamos, então, analisar a corrente como uma densidade de cargas superficiais fluindo no canal na direção do eixo x (Figura 3.1). Esta análise resulta na seguinte equação:

$$I_{DS} = JWd, \quad (3.2)$$

sendo que, a largura (W) do canal é dada na direção do eixo z , e a espessura (d) do canal condutor é dada na direção do eixo y . Substituindo a equação (3.2) na equação (3.1), temos:

$$\frac{I_{DS}}{Wd} = n(x)e\mu \frac{dV_x}{dx}. \quad (3.3)$$

Aqui, vamos considerar que o produto ($n(x)ed$) na equação (3.3) é uma densidade de portadores de cargas livres por unidade de área ($Q_f(x)$). Assim, temos:

$$\frac{I_{DS}}{W} = Q_f(x) \mu \frac{dV_x}{dx}. \quad (3.4)$$

Efetuando a integração em x sobre o comprimento do canal com os limites de 0 até L , temos:

$$I_{DS} = \mu \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} Q_f(x) dV, \quad (3.5)$$

sendo que, na integração do potencial, os limites vão de $V(0) = 0$, onde o eletrodo fonte está aterrado, até o eletrodo dreno onde $V(L) = V_{DS}$.

O modelo procura descrever o comportamento do OFET quando este possui uma densidade de armadilhas de cargas distribuídas em níveis discretos de energia no canal condutor. Como somente os portadores livres participam do transporte, temos que relacionar a densidade de portadores injetados no canal com a densidade de portadores que encontram-se livres e a densidade de portadores que encontra-se armadilhados.

Como já foi citado na seção 2.1, a estatística que descreve o comportamento dos portadores livres e armadilhadas é dada pelas equações (2.3) e (2.4), respectivamente. Porém, para descrever como se dá a densidade de ocupação destas armadilhas, vamos utilizar a equação abaixo que nos dá a relação entre o parâmetro de captura e emissão das cargas nas armadilhas no estado estacionário. Este princípio trata de taxas de transições entre estados com diferentes energia, apresentando uma conexão entre a taxa de um determinado processo e sua taxa inversa [27]. Segundo este princípio, a taxa de ocupação das armadilhas é descrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial n_{t,j}(x)}{\partial t} = \sum_j \gamma_j(x) n(x) (N_{t,j} - n_{t,j}(x)) - \sum_j \beta_j(x) n_{t,j}(x) = 0, \quad (3.6)$$

onde:

$\gamma_j(x) \Rightarrow$ Taxa de captura para o j -ésimo nível de energia da armadilha por unidade de densidade,

$\beta_j(x) \Rightarrow$ Taxa de emissão para o j -ésimo nível de energia da armadilha por unidade de densidade.

Lembrando que, $n(x)$ é a densidade de portadores livres, $N_{t,j}$ é a densidade total de armadilhas no nível de energia j e $n_{t,j}(x)$ é a densidade total de armadilhas

preenchidas no nível de energia j .

Se denominarmos a razão entre a taxa de emissão pela taxa de captura, como sendo:

$$\frac{\beta_j(x)}{\gamma_j(x)} = \alpha_j, \quad (3.7)$$

substituindo a equação (3.7) na equação (3.6), temos no estado estacionário:

$$\sum_j n(x)(N_{t,j} - n_{t,j}(x)) - \sum_j \alpha_j n_{t,j}(x) = 0.$$

Assim, a densidade de portadores livres apresenta a seguinte dependência:

$$n(x) = \sum_j \frac{\alpha_j n_{t,j}(x)}{(N_{t,j} - n_{t,j}(x))}, \quad (3.8)$$

ou então, podemos evidenciar a densidade de armadilhas ocupadas para cada nível de energia:

$$n_{t,j}(x) = \frac{N_{t,j}}{(1 + \alpha_j/n(x))}. \quad (3.9)$$

Considerando que o OFET possua um canal com um comprimento grande o suficiente para assumir que a densidade total de portadores injetados no canal ($n_g(x)$) é resultante somente da tensão aplicada no portão (V_g) [28], temos:

$$n_g(x) = n(x) + \sum_j n_{t,j}(x), \quad (3.10)$$

Assim, podemos substituir a equação (3.10) na equação (3.8) para obtermos:

$$n(x) = \sum_j \frac{\alpha_j (n_g(x) - n(x))}{N_{t,j} - (n_g(x) - n(x))}, \quad (3.11)$$

onde $N_{t,j}$ é a densidade total de armadilhas no j -ésimo nível de energia. Transformando as densidades de portadores de cargas volumétricas em densidades de cargas superficiais, assumindo que a espessura do canal condutor é dada por d , temos:

Densidade de carga livres por unidade de área;

$$Q_f(x) = en(x)d. \quad (3.12)$$

Densidade de armadilhas preenchidas por cargas por unidade de área;

$$Q_{t,j}(x) = en_{t,j}(x)d. \quad (3.13)$$

Densidade de cargas injetadas no canal por unidade de área;

$$Q_g(x) = en_g(x)d = Q_f(x) + \sum_j Q_{t,j}. \quad (3.14)$$

Substituindo as equações (3.12), (3.13) e (3.14) na equação (3.8), temos:

$$Q_f(x) = \sum_j \frac{\alpha_j(Q_g(x) - Q_f(x))}{N_{t,j}ed - (Q_g(x) - Q_f(x))}. \quad (3.15)$$

Como Q_g representa a densidade de cargas injetada no canal por unidade de área, da equação do capacitor da eletrostática elementar, temos:

$$Q_g(x) = C_i(V_g - V(x)). \quad (3.16)$$

onde V_x é a tensão entre a fonte e uma determinada posição x ao longo do canal.

Substituindo a equação (3.16) na equação (3.15), obtemos:

$$Q_f(x) + \sum_j \left(\frac{Q_f(x) (N_{t,j} ed)}{Q_f(x) + \alpha_j} \right) - C_i(V_g - V(x)) = 0. \quad (3.17)$$

Desta forma, conhecida a espessura do canal condutor (d), para obter o fluxo de corrente no canal condutor é necessário resolver, primeiramente, o polinômio da equação (3.17) determinando, então, a densidade de cargas livres por unidade de área ($Q_f(x)$), para posteriormente substituí-la na equação (3.5) e efetuar a integração para obter a curva característica ($I_{DS} \times V_{DS}$) e a curva de transferência ($I_{DS} \times V_g$).

Como pode ser visto, este modelo pode descrever o transporte de cargas tanto em materiais cristalinos quanto em materiais amorfos, já que este leva em consideração apenas os fenômenos macroscópicos que influenciam no transporte.

O modelo apresentado nesta seção, ainda pode ser estendido para o caso onde há um canal com uma densidade de portadores de cargas intrínsecas (n_0), que pode ser considerada tanto como originária de uma dopagem no material, quanto uma densidade de cargas gerados termicamente no equilíbrio térmico. Para isto, devemos adicionar uma densidade de cargas intrínsecas por unidade de área (Q_0) à equação (3.17).

$$Q_f(x) + \sum_j \left(\frac{Q_f(x) (N_{t,j} ed)}{Q_f(x) + \alpha_j} \right) - C_i(V_g - V(x)) - Q_0 = 0. \quad (3.18)$$

Neste caso, assim como no caso onde não haviam cargas intrínsecas, é necessário primeiramente resolver o polinômio da equação (3.18) para determinar a densidade de cargas livres por unidade de área ($Q_f(x)$) para, então, substituir na equação (3.5) e efetuar a integração para obter as curvas características e de transferência.

3.1.1 Interpretação Física do Parâmetro α

Nesta seção vamos fazer uma análise rápida do significado físico do parâmetro α , utilizando um modelo clássico simples de captura e emissão em sistemas cristalinos.

Neste modelo, a taxa de captura é dada pela equação [31]:

$$\gamma = \sigma_n < v_n >, \quad (3.19)$$

onde σ_n é a seção de captura do elétron e $< v_n >$ é a velocidade térmica média do elétron livre.

Já a taxa de emissão é dada pela equação [31]:

$$\beta = \sigma_n < v_n > N_c \exp \left(\frac{E_t - E_c}{kT} \right). \quad (3.20)$$

Substituindo as equações (3.19) e (3.20) na equação (3.7), temos:

$$\alpha = N_c \exp \left(\frac{E_t - E_c}{kT} \right) = cte. \quad (3.21)$$

É possível observar que a equação (3.21) apresenta o mesmo comportamento da equação (2.5) mostrada na seção (2.1). Da mesma forma, a equação (3.9) que descreve a densidade de armadilhas preenchidas para o j -ésimo nível de energia, derivada do princípio do balanço detalhado, também pode ser comparada à equação (2.4), que descreve a densidade de ocupação das armadilhas de acordo com a distribuição de Fermi-Dirac.

Como a diferença entre o nível de energia das armadilhas e da banda de condução permanecem constantes ao longo do canal, temos que α é uma constante proporcional à exponencial desta diferença entre os níveis de energia. Através da equação (3.21) podemos afirmar também que α é um parâmetro de profundidade

energética da armadilha, sendo que, quanto menor for o valor de α , mais profunda, em relação à banda de condução, é a armadilha.

Uma vantagem desta descrição é o fato da ocupação das armadilhas não ser determinada explicitamente em função do quasi-nível de Fermi, mas sim, através da razão entre a taxa de captura e re-emissão da armadilha. Outra vantagem é que evita-se relacionar diretamente a ocupação da armadilha com a profundidade energética em relação à banda de condução, o que implicaria em assumir imediatamente a existência de estados delocalizados no material.

3.2 Aproximação Analítica para um Nível de Energia de Armadilhas

Nesta seção é feita uma descrição analítica para o caso onde há somente um nível de armadilha discreto. Os resultados desta aproximação serão comparados com os dados numéricos resultantes da seção 3.1, fazendo com que a dinâmica de preenchimento das armadilhas seja melhor compreendida.

Para isto, vamos analisar o comportamento da corrente entre a fonte e o dreno em função da tensão sob duas condições: (i) as armadilhas encontram-se quase todas vazias; (ii) as armadilhas encontram-se quase todas cheias. A partir destas duas condições é analisada, então, a transição entre estes regimes afim de se determinar a tensão de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}).

(i) Substituindo as equações (3.12), (3.13) e (3.14) na equação (3.9), temos:

$$Q_t(x) = \frac{Q_{arm}}{1 + \frac{\alpha}{Q_f(x)}}, \quad (3.22)$$

onde $Q_t(x)$ é a densidade superficial de armadilhas preenchidas, $Q_f(x)$ é a densidade superficial de cargas livres, α é o parâmetro de profundidade e $Q_{arm} = edN_t$. Considerando que $Q_f(x) \ll \alpha$, para o caso onde quase todas as armadilhas encontram-se vazias, da equação (3.22), obtemos:

$$Q_t(x) \approx \frac{Q_f(x)}{\alpha} Q_{arm}. \quad (3.23)$$

Como a densidade total de portadores injetados divide-se em densidade de portadores livres e armadilhados:

$$Q_t(x) = Q_g(x) - Q_f(x). \quad (3.24)$$

Substituindo a equação (3.24) na equação (3.23) e evidenciando Q_f , temos:

$$Q_f(x) = Q_g(x) \left(1 + \frac{Q_{arm}}{\alpha} \right)^{-1}. \quad (3.25)$$

Substituindo a equação (3.25) e a equação (3.16) na equação da corrente (3.5), e realizando a integração do potencial de $V(0) = 0$, no eletrodo fonte aterrado, até $V(L) = V_{DS}$, no eletrodo dreno, temos:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu \left(1 + \frac{Q_{arm}}{\alpha} \right)^{-1} C_i \left\{ V_g V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right\}, \quad (3.26)$$

sendo que o limite de validade para a equação (3.26) é para $V_{DS} \leq 2V_g$, já que este dispositivo só trabalha no regime de acumulação.

Como é de nosso interesse analisar a corrente para o regime de saturação, temos que, para esta situação $V_{DS} = V_g$ e a equação (3.26) torna-se:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L} \mu \left(1 + \frac{Q_{arm}}{\alpha} \right)^{-1} C_i V_g^2. \quad (3.27)$$

A equação (3.27) descreve o comportamento da corrente no canal do OFET na presença de armadilhas majoritariamente desocupadas, ou seja, armadilhas rasas, para o regime de saturação.

(ii) Para determinar a tensão de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}), vamos partir da equação (2.29).

$$V_{TFL} = \frac{Q_{TFL}}{C_i}, \quad (3.28)$$

onde C_i é a capacitância por unidade de área do isolante.

Analisando qual a densidade de cargas necessária para preencher as armadilhas por unidade de área (Q_{TFL}), vamos assumir que esta é praticamente igual a densidade total de armadilhas por unidade de área do sistema ($edp_t = edN_t$, onde e é a carga do elétron, d a espessura do canal condutor, N_t é a densidade total de armadilhas e p_t é a densidade de armadilhas vazias). Portanto, da equação acima, temos:

$$V_{TFL} \sim \frac{edN_t}{C_i} \sim \frac{Q_{arm}}{C_i}, \quad (3.29)$$

Fazendo as mesmas considerações que foram feitas para determinar a V_{TFL} para o sistema tipo sanduíche, temos que, próximo a esta tensão as armadilhas no canal possuem uma probabilidade de preenchimento próxima de um. Assim:

$$Q_t(x) = Q_g(x) - Q_f(x) \approx Q_{arm}, \quad (3.30)$$

que resulta em:

$$Q_f(x) \approx C_i[(V_g - V(x)) - V_{TFL}] = C_i[(V_g - V_{TFL}) - V(x)], \quad (3.31)$$

onde foram usadas as equações (3.16) e (3.29).

Substituindo a equação (3.31) na equação (3.5), e integrando o potencial de $V(0) = 0$ até $V(L) = V_{DS}$, temos:

$$I_{DS} = \mu \frac{W}{L} C_i \left[(V_g - V_{TFL})V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right]. \quad (3.32)$$

O limite de validade para a equação (3.32) é para $V_{DS} \leq 2V_g$, já que este dispositivo só trabalha no regime de acumulação. Assim, analisando para o regime de corrente de saturação, onde ($V_{DS} = V_g - V_{TFL}$), já que o acúmulo de portadores de cargas no canal condutor começa a ocorrer quando a tensão aplicada no portão é maior que a tensão de preenchimento das armadilhas, temos:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L} \mu C_i V_g^2 \left(1 + \frac{V_{TFL}^2}{V_g^2} - 2 \frac{V_{TFL}}{V_g} \right). \quad (3.33)$$

A equação (3.33) descreve o comportamento do fluxo de corrente no canal do OFET na presença de armadilhas preenchidas, ou seja, armadilhas profundas.

Igualando as equações do fluxo de corrente (3.33) e (3.27), para as duas condições afim de se determinar a tensão de transição entre os dois regimes, temos:

$$\left(1 + \frac{Q_{arm}}{\alpha} \right)^{-1} = \left(1 - \frac{V_{TFL}}{V_g} \right)^2. \quad (3.34)$$

Da equação (3.34), obtemos:

$$V_g = \frac{V_{TFL}}{1 - \left(1 + \frac{Q_{arm}}{\alpha}\right)^{-1/2}} . \quad (3.35)$$

Desta forma, a partir da equação (3.35) podemos determinar para qual tensão no portão (V_g) é possível observar a tensão de preenchimento das armadilhas, sendo que esta equação descreve a influência do parâmetro de profundidade da armadilha (α) e a densidade total de armadilhas (N_t) sobre a tensão limite de preenchimento da armadilha (V_{TFL}).

3.3 Influência da Espessura do Canal Condutor no Comportamento do OFET

Na seção 3.1 analisamos o transporte de cargas num canal com presença de armadilhas de cargas distribuídas em níveis discretos de energia. Nesta seção, entretanto, não foi desenvolvida qualquer expressão que forneça a espessura do canal condutor (d) em função dos parâmetros do dispositivo e das tensões aplicadas. Em primeira aproximação, pode-se considerar que a espessura do canal estenda-se por toda a espessura da camada ativa do dispositivo.

Porém, esta aproximação pode não ser realista, especialmente se o filme semiconductor for muito espesso. Nesta seção iremos aprimorar o modelo da seção (3.1) ao analisar um comportamento peculiar para este tipo de dispositivo devido ao efeito de campo ocasionado pelo portão. Este fenômeno ocorre devido a presença do campo elétrico na direção y (E_y), gerado pela tensão aplicada no portão, que tende a manter os portadores com polaridade contrária à V_g próximos à vizinhança da interface, semiconductor/isolante do portão. Assim, a espessura do canal condutor é resultado do equilíbrio entre as forças de arrasto e difusão no canal, que gera um equilíbrio local entre a corrente de arrasto e a corrente de difusão na direção y . E_y resulta, essencialmente, da diferença de potencial aplicada no portão, menos a tensão na direção x que varia a cada ponto dentro do canal, ou seja, ($E_y \propto V_g - V(x)$). Assim, a força eletrostática que mantém os portadores presos a interface do isolante varia com x , fazendo com que a espessura do canal resultante não seja constante entre a fonte e o dreno (Figura 3.2).

Este modelo é baseado no formalismo desenvolvido por Wright [33], o qual analisa o mecanismo do canal de condução para um triodo (dispositivo de três ter-

3.3 Influência da Espessura do Canal Condutor no Comportamento do OFET 34

minais). A densidade de elétrons acumulada na interface que resulta da dinâmica de equilíbrio entre a força de difusão e a força de arrasto, pode ser descrita pela equação (3.36) do modelo proposto por Wright [33]:

$$y_0^2(x) = \frac{2\epsilon kT}{e\rho_0(x)}, \quad (3.36)$$

onde $y_0(x)$ é uma espessura característica que representa aproximadamente a metade da espessura da camada de cargas elétricas livres acumuladas junto à interface, devido à ação do campo elétrico na direção y ($E_y(x)$) [33], ϵ é a constante dielétrica do material do canal e $\rho_0(x)$ é a densidade de cargas local, dada pela equação abaixo [Apêndice A1]:

$$\rho_0(x) = \frac{e\epsilon_i^2 E_y(x)^2}{2\epsilon kT}, \quad (3.37)$$

onde ϵ_i é a constante dielétrica do isolante do portão.

Substituindo a equação (3.37) na equação (3.36), temos:

$$y_0(x) = \frac{2\epsilon kT}{e\epsilon_i E_y(x)}. \quad (3.38)$$

Como:

$$E_y(x) \sim \frac{V_g - V(x)}{d_i}, \quad (3.39)$$

substituindo a equação (3.39) na equação (3.38), obtém-se:

$$y_0(x) = \frac{2\epsilon kT d_i}{e\epsilon_i (V_g - V(x))}. \quad (3.40)$$

Substituindo a equação (2.33) na equação (3.40), temos:

$$y_0(x) = \frac{2\epsilon kT}{eC_i (V_g - V(x))}, \quad (3.41)$$

ou ainda, podemos escrever:

$$V(x) = V_g - \frac{2\epsilon kT}{eC_i y_0(x)}. \quad (3.42)$$

Pela definição de y_0 dada no início desta seção, podemos associar $2y_0$ como um parâmetro que fornece aproximadamente a espessura do canal condutor. Como,



Figura 3.2: Representação esquemática da formação do canal condutor de um OFET. $V(x) = V'$ é a tensão definida a partir da qual a espessura do canal condutor d é da ordem da espessura do filme D . Figura adaptada da referência [32].

da equação (3.42), y_0 varia com x , vamos definir uma tensão $V(x) = V'$ a partir da qual a espessura do canal condutor d é da ordem de D , a espessura do filme semiconductor (Figura 3.2). Desta forma, da equação (3.42), temos:

$$V' = V_g - \frac{4\epsilon kT}{eC_i D}. \quad (3.43)$$

Assim, através da equação (3.43), podemos analisar a espessura do canal condutor em função da diferença entre a tensão aplicada no portão (V_g) e a tensão $V(x)$ que varia de $V(0) = 0$ até $V(L) = V_{DS}$. Portanto, se:

$$V(x) < V' \Rightarrow d = \frac{4\epsilon kT}{eC_i (V_g - V(x))}, \quad (3.44)$$

$$V(x) \geq V' \Rightarrow d = D. \quad (3.45)$$

Assim, a espessura d na equação (3.17) deve ser substituída de acordo com as condições dadas pela equação (3.44) e a equação (3.45). Após esta substituição, o polinômio da equação (3.17) deve ser resolvido, determinando a densidade superficial de cargas livres (Q_f). Este resultado deve ser substituído na equação (3.5) para, então, efetuar a integração e obter curvas características e curvas de transferência.

Capítulo 4

Resultados e Discussões

Neste capítulo é apresentado os resultados obtidos para o modelo desenvolvido no capítulo 3. Os resultados apresentados são obtidos através de simulações numéricas, sendo analisados através das curvas características (I_{DS} versus V_{DS}) e curvas de transferências (I_{DS} versus V_g).

A escolha dos valores dos parâmetros utilizados nas simulações foram baseados em alguns valores geralmente utilizados na construção de OFETs, sendo eles: $L = 25 \mu m$ (comprimento do canal); $W = 1,5 mm$ (largura do canal), $D = 40 nm$ (espessura do filme), $C_i = 1,19 \times 10^{-4} F.m^{-2}$ (capacitância do isolante por unidade de área) e $\mu = 1 \times 10^{-4} m^2/V.s$ (mobilidade efetiva do material do canal), que equivale a aproximadamente a mobilidade medida em OFETs de pentaceno de alta performance [5]. É importante mencionar que qualitativamente os principais resultados obtidos nesta seção independem da escolha específica de um valor para a mobilidade efetiva dos portadores.

4.1 Análise do Transporte de Cargas na Presença de Estados de Armadilhas com Níveis Discretos de Energia

Os gráficos abaixo foram obtidos através de integração numérica da equação (3.5). Assim, para obter as curvas características foram utilizados valores fixos para a tensão do portão, fazendo a integração numérica da tensão entre a fonte e o dreno com limites variando de 0 até V_{DS} . Já para a curva de transferência, o cálculo foi

realizado somente para o regime de saturação onde $V_{DS} = V_g$ fazendo, então, a integração da equação (3.5) com limites desde 0 até $V_{DS} = V_g$. Para isto, foi considerado, inicialmente, que o canal do dispositivo não apresenta portadores de cargas intrínsecas, mas possui uma densidade de armadilhas de portadores, as quais encontram-se distribuídas em níveis discretos de energia. Nesta seção, estamos considerando que o canal condutor estende-se por toda a espessura da camada ativa do dispositivo, ou seja, $d = D$ na equação (3.17).

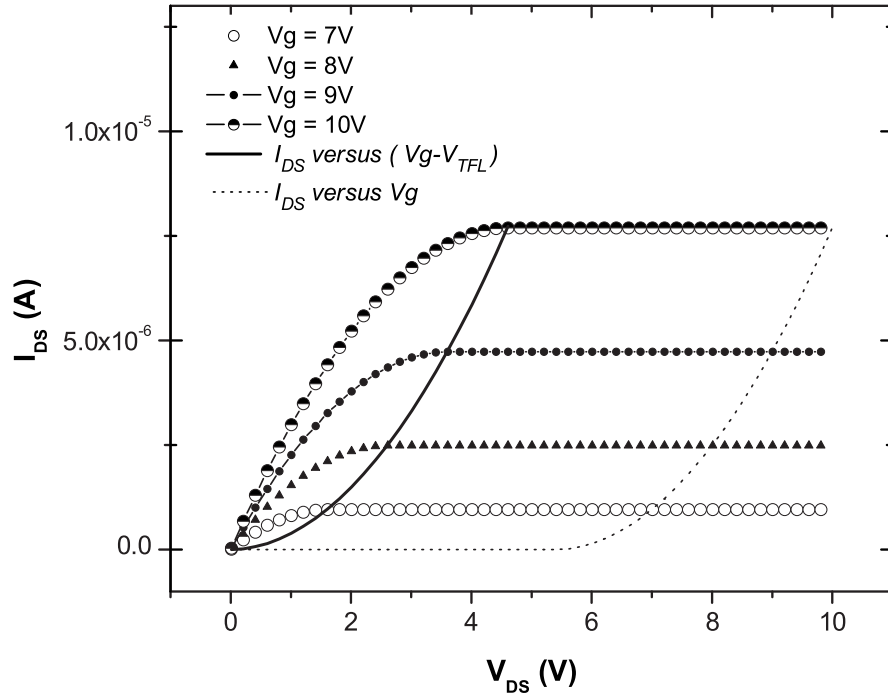


Figura 4.1: Curva característica para um único nível de energia de armadilha para várias tensões de porta (V_g). A curva preta tracejada representa a curva $I_{DS} \times V_g$, e a curva preta cheia representa a curva $I_{DS} \times (V_g - V_{TFL})$, onde $V_{TFL} = 5,4 \text{ V}$. Os parâmetros de simulação utilizados foram, $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ densidade total de armadilhas e $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$ profundidade energética da armadilha que equivale a aproximadamente à $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$.

A curva característica apresentada na Figura 4.1 descreve a situação onde possuímos um único nível de energia de armadilha. A densidade de armadilhas

para este nível é $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e a profundidade da armadilha é dada por $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$. Se o parâmetro (α) for comparado a constante (N) do modelo clássico de captura e emissão descrita na seção (2.1), podemos analisar este parâmetro através da equação (2.5). Utilizando na simulação uma densidade de estados na banda de condução de $N_c = 1 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ [34], e uma temperatura de $T = 300 \text{ K}$, podemos concluir que $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$ representa uma profundidade energética de aproximadamente $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$.

Junto a curva característica foram traçadas curvas de transferência. A curva preta pontilhada representa $I_{DS} \times V_g$ sem considerar o valor da tensão de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}). Já a curva preta cheia, representa a curva de transferência $I_{DS} \times (V_g - V_{TFL})$. As curvas de transferência foram simuladas para o regime de saturação que, de acordo com o que foi descrito na seção 2.3.1, ocorre quando $V_{DS} = V_g - V_T$. Esta situação só é confirmada para o caso onde a tensão limite de preenchimento das armadilhas é considerada, na curva $I_{DS} \times (V_g - V_{TFL})$. Através desta observação, podemos concluir que a tensão limiar V_T é a própria tensão limite de preenchimento das armadilhas V_{TFL} em OFETs.

A Figura 4.2 demonstra a curva de transferência para o caso onde possuímos um único nível de energia de armadilha. A profundidade da armadilha é a mesma da Figura 4.1. Neste gráfico, são plotadas curvas de transferência para várias densidades de armadilhas diferentes, afim de analisar a influência da densidade de armadilhas de cargas sobre o transporte de portadores.

Através da Figura 4.2 é possível observar um comportamento quadrático no início e final de cada curva, sendo intercalado por uma região de V^n com $n > 2$ para os casos onde há presença de armadilhas. Este mesmo comportamento é observado em sistemas tipo sanduíche, descritos através da SCLC, como foi visto na seção 2.2.1. Este gráfico apresenta valores baixos para a corrente comparado aos valores experimentais obtidos habitualmente. Desta forma, vamos focar a análise apenas no comportamento da corrente das curvas de transferência.

Assim, podemos dizer que na primeira parte da curva, a qual apresenta um comportamento quadrático da corrente em relação à tensão, a densidade de armadilhas presente no canal está influenciando no transporte. Isto ocorre porque estas armadilhas são rasas de acordo com a definição dada na seção 2.1, ou seja, com uma probabilidade de ocupação (P) de $P \rightarrow 0$, fazendo com que uma certa quantidade dos portadores injetados no canal sejam capturados por essas armadilhas. Este processo

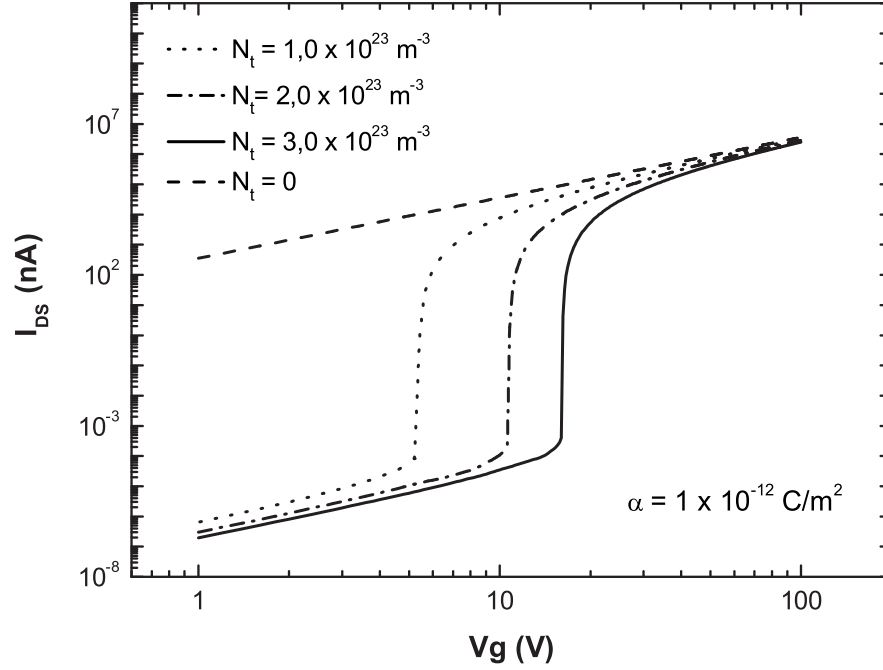


Figura 4.2: Curva de transferência do OFET para várias densidades de armadilhas N_t , distribuídas em um único nível de energia. A profundidade energética utilizada foi $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, equivalente à aproximadamente $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$ e as densidades totais de armadilhas utilizadas foram $N_t = 0$, $N_t = 1,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_t = 2,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e $N_t = 3,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

faz com que a intensidade da corrente seja menor em relação à curva do dispositivo sem armadilhas, porém, sem mudar sua dependência com a tensão. Essa região apresenta um comportamento que pode ser comparado ao observado para a lei de Mott-Gurney na presença de armadilhas para SCLC. Podemos, ainda, observar que a variação da densidade de armadilhas de portadores não altera muito a mobilidade efetiva do canal, o que poderá ser melhor entendido através da Figura 4.3.

Já, a medida que a tensão no portão é aumentada, temos que a densidade de portadores injetados no canal também aumenta. Comparando esta situação à situação onde temos transporte de portadores por bandas, temos que, sob estas condições o quasi-nível de Fermi do sistema varia, aproximando-se do nível de energia da ar-

madilha. Quando o quasi-nível de Fermi se iguala ao nível de energia da armadilha, estas armadilhas deixam de ser rasas e passam a ser armadilhas profundas, ou seja, com uma probabilidade de ocupação (P) de $P \rightarrow 1$. Para o transporte de cargas em sistemas amorfos, podemos justificar que, quanto maior a densidade de portadores injetados no canal, maior é a probabilidade de as armadilhas estarem preenchidas. Assim, a tensão do portão para que este fenômeno aconteça é chamada de tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}). Nesta região, chamada de região de preenchimento das armadilhas, observa-se que com uma pequena variação da tensão, é possível obter um grande aumento na intensidade da corrente.

Após estas armadilhas estarem preenchidas, podemos observar novamente um regime quadrático, porém, com uma intensidade de corrente maior em algumas ordens de grandezas da observada na primeira parte de regime quadrático da curva. Esta segunda região de regime quadrático representa o comportamento da corrente num isolante na ausência de armadilhas, como pode ser visto comparando as curvas ($I_{DS} \times V_g$) na presença armadilhas com a curva na ausência de armadilhas. O comportamento descrito para esta região pode ser comparado ao comportamento observado para a lei de Mott-Gurney na ausência de armadilhas para SCLC visto na Figura 2.8.

Através deste gráfico, podemos concluir que a densidade de armadilhas no canal influencia tanto na intensidade da corrente (I_{DS}), quanto na tensão e preenchimento das armadilhas (V_{TFL}).

A Figura 4.3 demonstra a curva de transferência para o caso onde possuímos um único nível de energia de armadilha, mas variando este nível de profundidade. A densidade de armadilhas utilizada é a mesma da Figura 4.1. Este gráfico foi feito com o intuito de analisar a influência da profundidade das armadilhas de portadores sobre o transporte de cargas.

Assim como no gráfico anterior, as curvas plotadas na Figura 4.3 apresentam duas regiões de regime quadrático intercaladas pela região de V^n com $n > 2$. A primeira região de regime quadrático, onde há uma densidade de armadilhas rasas influenciando no transporte, pode ser comparada à lei de Mott-Gurney na presença de armadilhas rasas. Em seguida, têm-se a região de preenchimento das armadilhas, onde a corrente apresenta uma forte dependência com a tensão. Por fim, há a segunda região de regime quadrático, na qual as armadilhas tornam-se profundas. Esta região pode ser comparada à lei de Mott-Gurney na ausência de armadilhas.

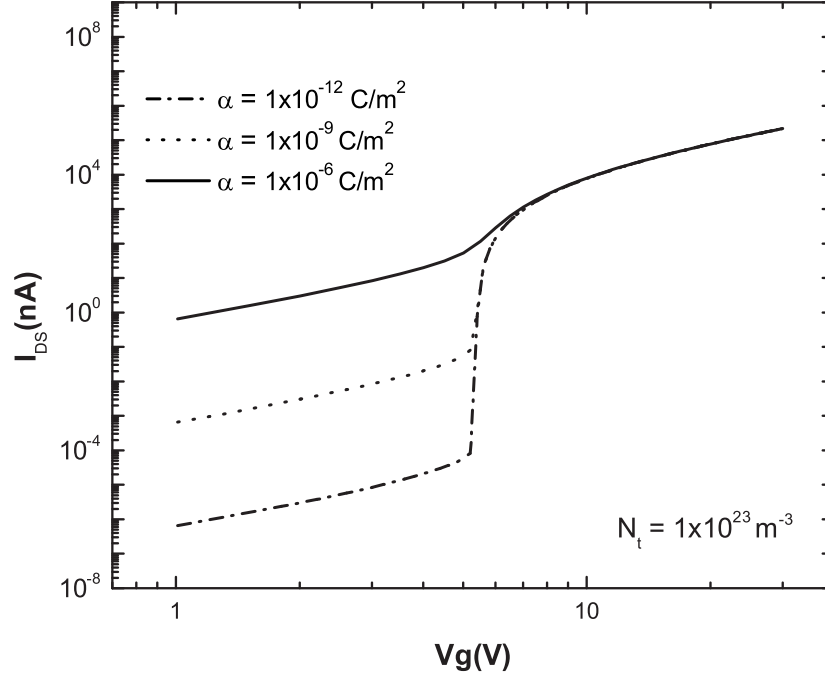


Figura 4.3: Curva de transferência do OFET com uma densidade de armadilhas distribuídas um único nível de energia para três profundidades energéticas distintas. Os parâmetros utilizados foram, $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e $\alpha_1 = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, $\alpha_2 = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$ e $\alpha_3 = 1 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$, que são equivalentes às profundidades energéticas ($E_c - E_t$) de aproximadamente 0,76 eV, 0,58 eV e 0,41 eV, respectivamente.

Como pode ser visto na Figura 4.3, a profundidade das armadilhas possui grande influência na intensidade da corrente (I_{DS}) do OFET, sem ocasionar nenhuma mudança na tensão de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}). Analisando novamente o parâmetro (α) através da equação (2.5) do modelo clássico de captura e emissão, temos que α_1 , α_2 e α_3 , são equivalentes às profundidades de energia ($E_c - E_t$) de 0,76 eV, 0,58 eV e 0,41 eV, respectivamente.

Na Figura 4.4, temos um gráfico de μ_{ef} versus V_g , para o caso onde possuímos um único nível de energia de armadilha. A profundidade da armadilha para este nível é de $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, sendo plotadas várias curvas para diferentes

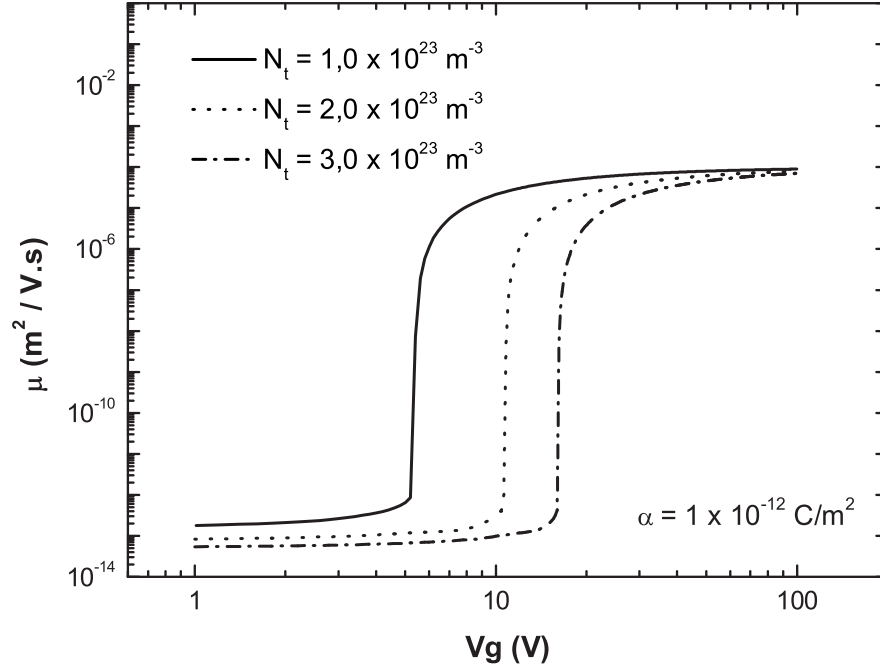


Figura 4.4: Mobilidade efetiva versus tensão do portão ($\mu_{ef} \times V_g$) para um único nível de energia de armadilha e três densidades de armadilhas distintas. Este gráfico foi obtido utilizando a equação (2.37). Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.2

densidades de armadilhas. As curvas foram obtidas através da equação (2.37), na qual foi isolada e calculada a mobilidade efetiva dos portadores, utilizando os valores de corrente obtidos para a curva $I_{DS} \times V_g$ através da integração numérica da equação (3.5) para o regime de saturação. Para esta análise, foi considerado $V_T = 0$ na equação (2.37).

Neste gráfico, as curvas plotadas apresentam comportamento similares entre si, variando em algumas ordens de grandeza da mobilidade (μ_{ef}) obtida no início e no final da curva. Esta diferença na ordem de grandeza da mobilidade é resultado da influência das armadilhas de cargas no canal sobre o transporte de cargas. Como pode ser visto no gráfico, as curvas possuem duas regiões onde a mobilidade é independente da tensão aplicada no portão, demonstrando um comportamento constante.

Esta duas regiões são intercaladas por uma região onde há um grande aumento da mobilidade para uma pequena variação na tensão aplicada no portão.

Desta forma, podemos afirmar que na primeira região de comportamento constante da mobilidade, existe uma densidade de armadilhas influenciando no transporte de portadores fazendo com que a mobilidade efetiva calculada no material seja menor do que a mobilidade intrínseca do material. A faixa de tensões onde a mobilidade apresenta uma dependência em relação a tensão no portão é a região onde ocorre o preenchimento das armadilhas, ou seja, quando ($V_g = V_{TFL}$), fazendo com que a mobilidade apresente um grande aumento para uma pequena variação de tensão do portão. Após esta região, é possível observar que as armadilhas não influenciam mais no transporte dos portadores, fazendo com que a mobilidade atinja o valor da mobilidade intrínseca dos portadores no material do canal.

Isto demonstra que a influência das armadilhas de cargas no canal condutor pode ser representada de maneira macroscópica através da mobilidade efetiva do material não precisando, necessariamente, fazer uma descrição microscópica da dinâmica de ocupação destas armadilhas.

A Figura 4.5, foi obtida através integração numérica da equação (3.5), considerando que há uma densidade de portadores de cargas intrínsecas e também uma densidade de armadilhas de portadores, ambas, distribuídas uniformemente no canal condutor. Para estas simulações, foram considerados os mesmo parâmetros da Figura 4.1. Neste gráfico, as curvas apresentam, novamente, três regiões distintas, sendo que, em cada região, a corrente apresenta uma dependência diferente em relação à tensão aplicada.

Na primeira região a corrente apresenta uma dependência linear em relação à tensão. Isto ocorre porque a baixas tensões o transporte é dominado pela densidade de portadores intrínsecos, que ocorre quando a densidade de portadores injetados pelo portão é menor que a densidade de portadores intrínsecos. Esta região pode ser comparada a região ôhmica observada para a SCLC na seção (2.2.1).

O outro regime observado é para o caso onde a corrente apresenta um grande aumento para uma pequena variação da tensão. Esta é a região de preenchimento das armadilhas, como já citado anteriormente, onde as armadilhas deixam de ser rasas e passam a ser armadilhas profundas.

Após o preenchimento das armadilhas, a corrente comporta-se como num material livre de armadilhas, apresentando um regime quadrático. Este comporta-

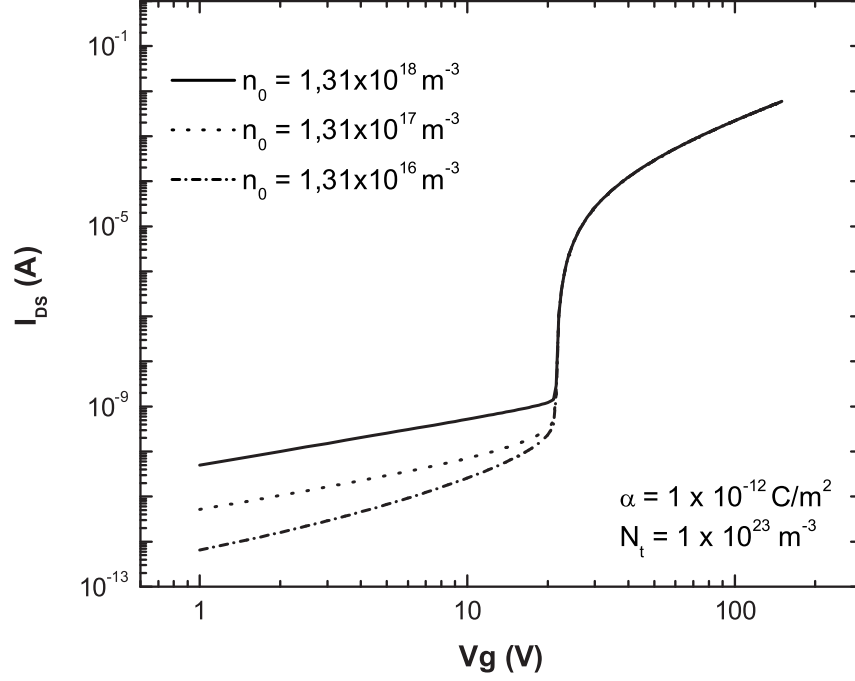


Figura 4.5: Curva de transferência do OFET com uma densidade de portadores de cargas intrínsecas (n_0) e com uma densidade de armadilhas distribuídas um único nível de energia (N_t) para uma profundidade α . Os parâmetros utilizados nas simulações foram: $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $\alpha_1 = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$ e $n_0 = 1,31 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $n_0 = 1,31 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $n_0 = 1,31 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

mento pode ser comparada à lei de Mott-Gurney na ausência de armadilhas.

Para as situações onde a densidade de portadores intrínsecos é muito pequena (ex.: $1,31 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$), já é possível observar que a curva não apresenta o comportamento linear a baixas tensões, mas sim, uma dependência da corrente em relação à tensão de V^n com $1 < n < 2$. Isto demonstra que o transporte não é mais dominado pelos portadores de cargas intrínsecos, mas pelos portadores injetados pelo portão.

4.2 Influência da Espessura do Canal Condutor no Comportamento do OFET

Nesta seção, vamos analisar o efeito da espessura do canal condutor sobre o comportamento da corrente no OFET. As curvas aqui plotadas foram obtidas através de integração numérica da equação (3.5), fazendo-se as mesmas considerações que na seção 4.1 para obtenção das curvas características e das curvas de transferência. Entretanto, agora a espessura do canal condutor (d) é dada pelas condições (3.44) e (3.45) desenvolvidas na seção 3.3. Foi considerado, então, que o canal do dispositivo não apresenta cargas intrínsecas, mas possui uma densidade de armadilhas de portadores de cargas, as quais encontram-se distribuídas em níveis discretos de energia.

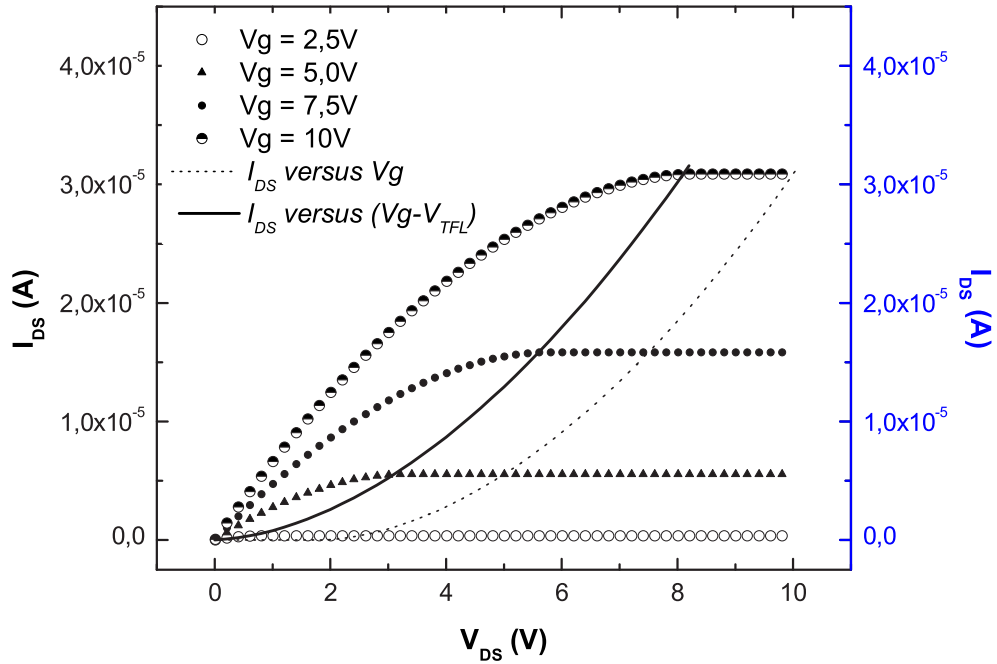


Figura 4.6: Curva característica para um único nível de energia de armadilha para várias tensões de portão (V_g). A curva preta pontilhada representa a curva $I_{DS} \times V_g$ e a curva preta cheia representa a curva $I_{DS} \times (V_g - V_{TFL})$, onde $V_{TFL} = 1,9 V$. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.1.

A curva característica apresentada na Figura 4.6 descreve a situação onde possuímos um único nível de energia de armadilha. Os parâmetros utilizados nesta simulação são os mesmos da Figura 4.1. Junto a curva característica são traçadas curvas de transferência para o regime de saturação, sendo que, a curva preta pontilhada representa a curva I_{DS} versus V_g e a curva preta cheia representa a curva I_{DS} versus $(V_g - V_{TFL})$. Assim como na Figura 4.1, as curvas de transferência foram simuladas para o regime de saturação que, onde $V_{DS} = V_g - V_T$. Esta situação só é confirmada para o caso onde a tensão limite de preenchimento das armadilhas é considerada, na curva $I_{DS} \times (V_g - V_{TFL})$, concluindo que, a tensão limiar V_T é a própria tensão limite de preenchimento das armadilhas V_{TFL} em OFETs.

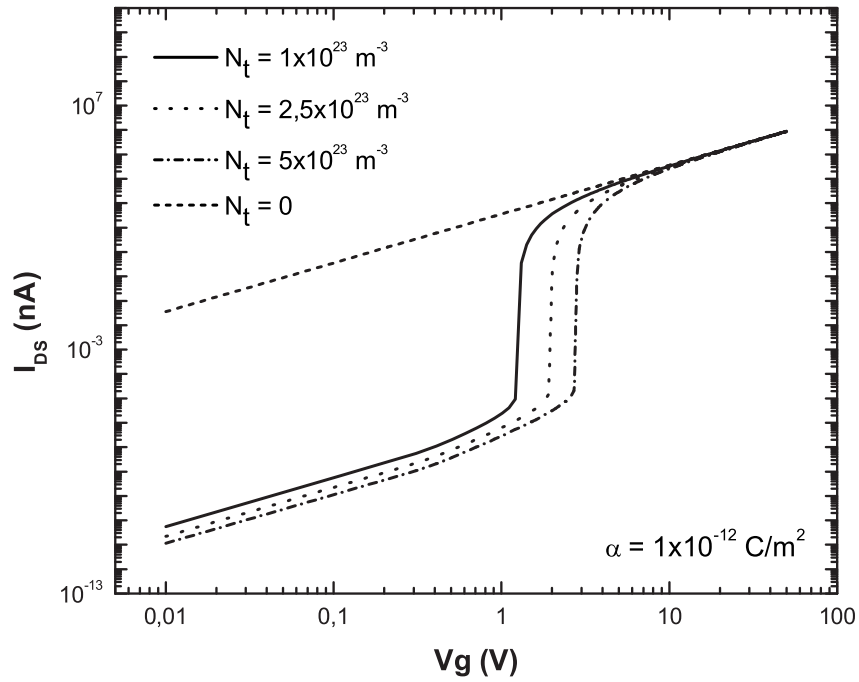


Figura 4.7: Curva de transferência do OFET para várias densidades de armadilhas N_t distribuídas em um único nível de energia, e considerando a espessura do canal condutor. Profundidade energética $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, equivalente à aproximadamente $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$.

A Figura 4.7 demonstra a curva de transferência para o caso onde possuímos

um único nível de energia de armadilha. A profundidade da armadilha para este nível é $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$ equivalente à aproximadamente $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$. Neste gráfico, são plotadas curvas de transferência para várias densidades de armadilhas diferentes, afim de analisar a influência da densidade de armadilhas de portadores de cargas sobre o transporte.

O gráfico da Figura 4.7 possui um comportamento similar ao do gráfico da Figura 4.2 já demonstrado na seção anterior, o qual considera que o canal condutor estende-se por toda a espessura da camada ativa do dispositivo. Através desta comparação, observamos que a espessura do canal condutor apresenta uma grande influência sobre a tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}). Este comportamento pode ser explicado da seguinte forma. As armadilhas de portadores encontram-se distribuídas uniformemente sobre toda a área ativa do canal. Assim, sempre que o efeito de campo gerado pela tensão aplicada no portão for considerado, temos que um canal condutor com espessura variável é formado próximo a interface do isolante do portão, ou seja, não estende-se mais por toda a área ativa do dispositivo. Como consequência, a densidade volumétrica de armadilhas de portadores que influencia no transporte é agora proporcional a esta área do canal condutor. Como esta densidade de armadilhas é menor, isto faz com que a tensão limite de preenchimento das armadilhas diminua significativamente como pode ser visto na Figura 4.8.

Das Figuras 4.7 e 4.8 pode-se observar ainda que há uma transição mais suave da corrente entre a região quadrática limitada por armadilhas e a região de preenchimento das armadilhas. Sobre estas condições, existe uma região onde a corrente apresenta uma dependência com a tensão de aproximadamente V_g^3 , que é a região que antecede a região de preenchimento das armadilhas. Isto ocorre porque, além da corrente que apresenta uma dependência com o quadrado da tensão aplicada, obtida através das equações (3.5) e (3.17), existe agora somada, a dependência que a espessura do canal condutor possui com a tensão do portão. Isto resulta numa dependência da corrente com a tensão de aproximadamente V_g^3 .

As regiões em que o comportamento da corrente em relação à tensão na Figura 4.7 são similares à Figura 4.2, são explicadas através dos mesmos mecanismos utilizados para descrever as curvas na Figura 4.2. Estes comportamentos podem ser comparados aos observados na SCLC para um sistema tipo sanduíche. Porém, a dependência da corrente com aproximadamente V_g^3 é um comportamento característico para OFETs, já que está relacionado ao efeito de campo gerado pela tensão

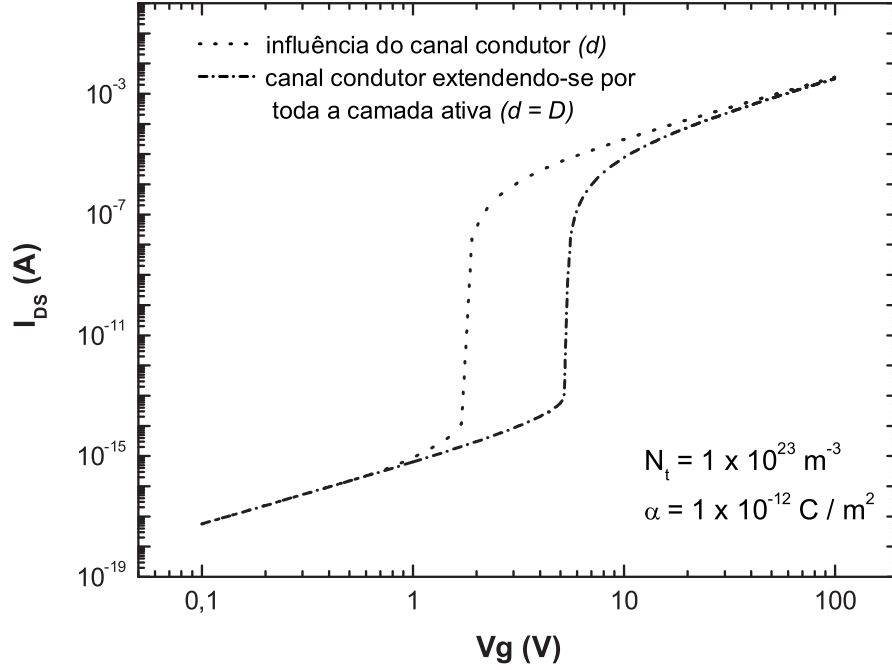


Figura 4.8: Comparação entre curvas de transferência do OFET. A curva preta representa o comportamento do OFET quando o canal condutor estende-se por toda a camada ativa ($d = D$) e a curva vermelha quando há a influência do canal condutor dadas pelas condições (3.44) e (3.45). Densidade total de armadilhas $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e profundidade energética $\alpha = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, equivalente à aproximadamente $E_c - E_t = 0,76 \text{ eV}$.

aplicada no portão.

Na Figura 4.9 foram simuladas curvas de transferência com os mesmos parâmetros da Figura 4.3. As curvas nestes dois gráficos apresentam vários comportamentos similares. Conseqüentemente, nestas regiões os mecanismos atuando na Figura 4.9 são os mesmos da Figura 4.3. As diferenças observadas, são as mesmas vistas na Figura 4.7 que são a diminuição da tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}) e a região em que a corrente apresenta uma dependência com a tensão do portão de aproximadamente V_g^3 . Estas duas peculiaridades, relacionadas a influência que espessura do canal condutor apresenta sob o comportamento do

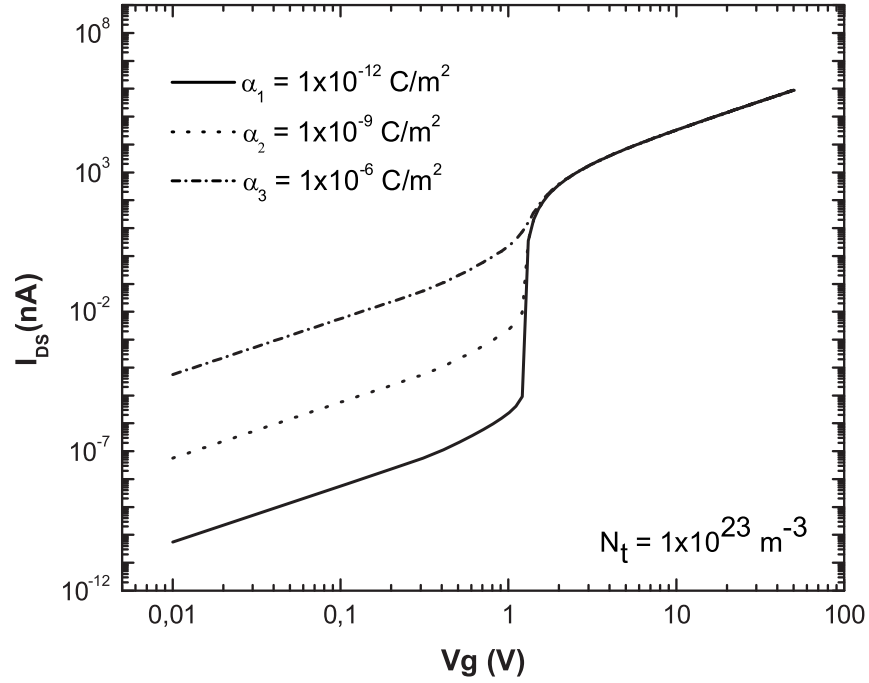


Figura 4.9: *Curva de transferência do OFET com uma densidade de armadilhas distribuídas um único nível de energia para três profundidades energéticas distintas. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.3*

OFET, são justificadas neste gráfico da mesma forma que na Figura 4.7.

Na Figura 4.10, o gráfico μ_{ef} versus V_g demonstra o caso onde possuímos um único nível de energia de armadilha, mas para várias profundidades diferentes. A densidade de armadilhas para este nível de energia é $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. As curvas foram obtidas da mesma forma que na Figura 4.4.

A Figura 4.10 apresenta comportamentos similares à Figura 4.4 que são a independência da mobilidade efetiva com a tensão aplicada no início e no final da curva intercalado por uma região onde a mobilidade apresenta uma forte dependência com a tensão aplicada. Estes comportamentos são justificados da mesma forma que na Figura 4.4. As diferenças observadas entre os dois gráficos citados (4.4 e 4.7), são as peculiaridades já constatadas para o transporte de portadores que leva em consideração a espessura do canal condutor. Portanto, vemos que existe uma região

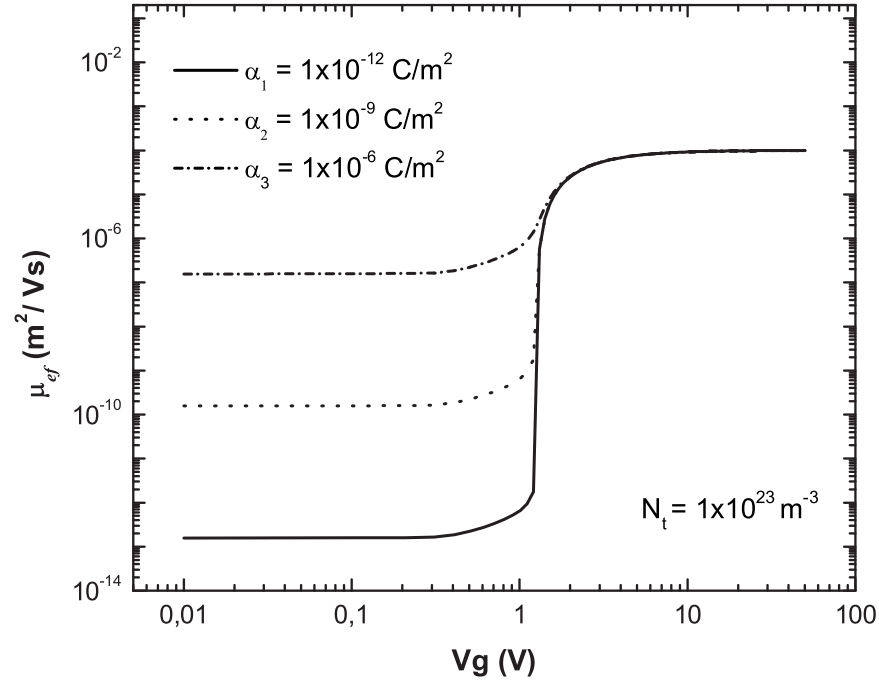


Figura 4.10: Mobilidade efetiva (μ_{ef}) versus tensão de portão (V_g) para um único nível de energia de armadilha. Este gráfico foi obtido repetindo-se o procedimento utilizado na Figura 4.4. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.3

intermediária mais extensa que antecede a a região de preenchimento das armadilhas onde μ_{ef} varia com V_g , sendo observada também, uma grande diminuição da tensão limite de preenchimento das armadilhas (V_{TFL}).

Através da Figura 4.10, é também visualizada a forte influência da profundidade das armadilhas sobre a mobilidade efetiva dos portadores no material do canal, ao contrário da tensão limite de preenchimento das armadilhas que praticamente não varia com a profundidade das armadilhas. Neste caso, assim como na Figura 4.4, este comportamento demonstra que a influência das armadilhas de portadores no canal condutor pode ser representada de maneira macroscópica através da mobilidade intrínseca dos portadores no material.

4.2.1 Comportamento do OFET na Presença de Armadilhas Distribuídas em Múltiplos Níveis de Energia

Nesta seção vamos analisar como se dá o comportamento do OFET para a caso onde temos armadilhas distribuídas em múltiplos níveis discretos de energia no canal levando em consideração, ainda, a influência da espessura do canal condutor.

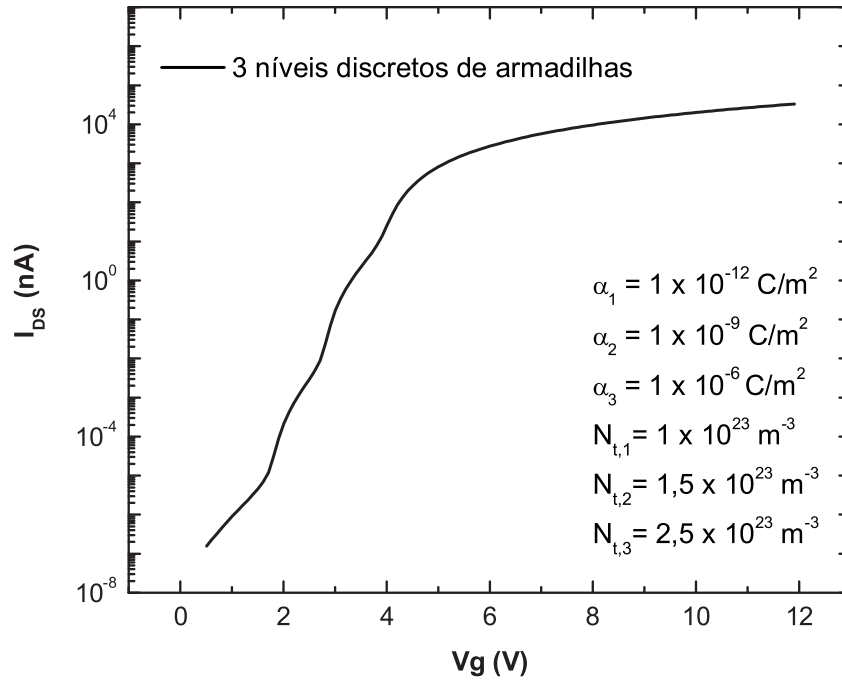


Figura 4.11: *Curva de transferência do OFET com três níveis discretos de armadilhas, sendo que, cada nível de energia apresenta uma densidade de armadilhas diferente. As profundidades energéticas utilizadas são as mesmas da Figura 4.3*

Na Figura 4.11 temos um gráfico em escala semi-logarítmica para a situação em que possuímos três níveis discretos de armadilhas com uma densidade de armadilha diferente para cada nível de energia. Os parâmetros de simulação foram: $\alpha_1 = 1 \times 10^{-12} \text{ C/m}^2$, $\alpha_2 = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$, $\alpha_3 = 1 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$ que são equivalentes às profundidades energéticas ($E_c - E_t$) de aproximadamente 0,76 eV, 0,58 eV e 0,41 eV, respectivamente, e $N_{t,1} = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_{t,2} = 1,5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e

$$N_{t,3} = 2,5 \times 10^{23} \text{ m}^3.$$

Como é possível observar a curva $I_{DS} \times V_g$ possui três regiões onde a corrente apresenta um grande aumento para uma pequena variação da tensão aplicada no portão. Estas três regiões distintas representam as regiões de preenchimento das armadilhas para cada nível discreto de armadilha. Nas regiões que intercalam o preenchimento das armadilhas, a corrente não possui uma dependência quadrática com a tensão como seria esperado, mas sim, uma dependência de V^n com $n > 2$. Isto pode ser justificado pelo fato de as regiões de preenchimento das armadilhas estarem muito próximas umas das outras, fazendo com que o sistema não chegue a relaxar para o regime quadrático. Após o preenchimento dos três níveis de armadilhas é, então, observado o regime quadrático livre de armadilhas.

O comportamento da curva de transferência durante o preenchimento das armadilhas, apresenta um comportamento parecido com uma curva exponencial. O fato de existir mais do que um nível discreto de armadilhas faz com que a região de preenchimento das armadilhas, torna-se mais suave. Este comportamento é similar ao observado no transporte de portadores de cargas a presença de armadilhas distribuídas continuamente em energia em dispositivos de dois terminais [16].

No apêndice A2 fazemos uma extensão do modelo descrito no capítulo 3 para armadilhas distribuídas exponencialmente em energia.

4.3 Comparação com Dados Experimentais

De acordo com este modelo desenvolvido capítulo 3, foi possível fazer o ajuste de dados experimentais de um OFET como pode ser visto na Figura 4.12. O ajuste foi realizado sobre as características do OFET com contato de topo de acordo com os dados experimentais do trabalho desenvolvido por P. B. Shea e co-autores [35]. Este dispositivo possui como base um substrato de silício cristalino dopado que atua como eletrodo portão. O isolante do portão é formado por uma camada de óxido de silício com uma espessura de 100 nm e uma capacitância por unidade de área de $C_i = 24,5 \times 10^{-5} \text{ F.m}^{-2}$. A camada ativa do dispositivo é formada por um filme fino de tetrabenzoporfirina com uma espessura de 120 nm e os eletrodos fonte e dreno de ouro.

Os parâmetros da arquitetura do dispositivo medidos e utilizados na simulação, foram: $W = 12\text{mm}$ (largura do canal), $L = 22,5\mu\text{m}$ (comprimento do canal),

$D=120\text{nm}$ (espessura do filme) e $C_i = 24,5 \times 10^{-5} \text{ F.m}^{-2}$ [35].

Já o ajuste da curva foi feito sob duas situações. Na primeira situação, foi considerado que há apenas um nível discreto de armadilha, cujos parâmetros utilizados para fitar a curva foram: $\alpha = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$ equivalente a uma profundidade energética $E_c - E_t$ de aproximadamente $0,58 \text{ eV}$, $N_t = 4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (densidade total de armadilhas), $n_0 = 8,9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (densidade de portadores intrínsecos) e $\mu = 6 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$ (mobilidade dos portadores). Na segunda situação, foi considerado quatro níveis discretos de armadilhas, cujos parâmetros de ajuste foram: $\alpha_1 = 1 \times 10^{-10} \text{ C/m}^2$, $\alpha_2 = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$, $\alpha_3 = 1 \times 10^{-7} \text{ C/m}^2$ e $\alpha_4 = 1 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$, equivalentes a uma profundidade energética $E_c - E_t$ de aproximadamente, $0,64 \text{ eV}$, $0,58 \text{ eV}$, $0,47 \text{ eV}$ e $0,41 \text{ eV}$, respectivamente; $N_{t,1} = 0,7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_{t,2} = 1,0 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_{t,3} = 1,0 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ e $N_{t,4} = 1,3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$; $n_0 = 8,9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $\mu = 6 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Deve-se ressaltar que o resultado deste ajuste é apenas qualitativo, uma vez que a geometria do dispositivo estudado na referência [35] é diferente daquela usada no desenvolvimento do modelo.

Na Figura 4.12, o gráfico apresenta três regiões distintas. Primeiramente, observado uma região linear no início da curva onde o transporte é dominado pelos portadores de cargas intrínsecos presentes no canal. Na sequência, é observado uma região de preenchimento das armadilhas, onde há um grande aumento da corrente em relação à tensão do portão. Por fim, na última região observada no gráfico temos um regime quadrático livre de armadilhas.

Analisando as duas curvas plotadas para fitar a curva experimental, temos que, na situação onde há apenas um nível discreto de armadilha (curva vermelha), nem todos os pontos possuem um bom ajuste, mas as regiões características que são previstas neste em OFETs são bem descritas. Já a curva que descreve o comportamento do OFET na presença de quatro níveis discretos de armadilhas (curva azul), há um melhor ajuste dos pontos, devido ao crescimento mais suave da corrente na região de preenchimento das armadilhas. Este gráfico demonstra, portanto, que as regiões características da curva $I_{DS} \times V_g$ previstas pelo modelo são passíveis de serem observadas experimentalmente.

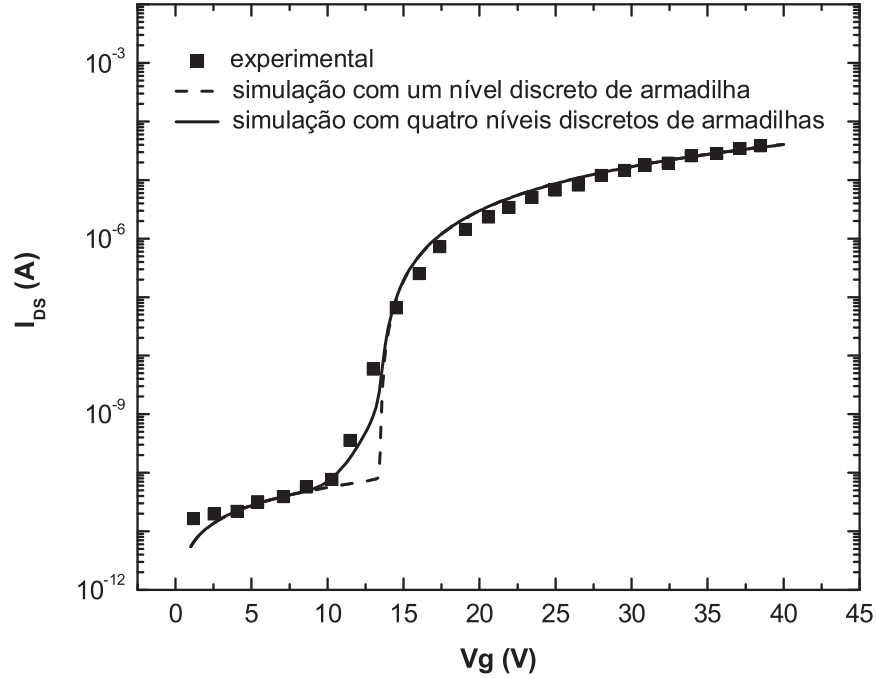


Figura 4.12: Curva de transferência para um OFET para comparação entre dados experimentais (curva preta pontilhada) e simulados (curva vermelha e azul). A curva vermelha possui um nível discreto de armadilha, cujos parâmetros de ajuste utilizados foram: $\alpha = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$ (profundidade energética), $N_t = 4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ (densidade de armadilhas), $n_0 = 8,9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (densidade de portadores intrínsecos) e $\mu_{ef} = 6 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$. A curva azul possui quatro níveis discretos de armadilhas, cujos parâmetros de ajuste utilizados foram: $\alpha_1 = 1 \times 10^{-10} \text{ C/m}^2$, $\alpha_2 = 1 \times 10^{-9} \text{ C/m}^2$, $\alpha_3 = 1 \times 10^{-7} \text{ C/m}^2$ e $\alpha_4 = 1 \times 10^{-6} \text{ C/m}^2$, equivalentes a uma profundidade energética $E_c - E_t$ de aproximadamente, 0,64 eV, 0,58 eV, 0,47 eV e 0,41 eV, respectivamente; $N_{t,1} = 0,7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_{t,2} = 1,0 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_{t,3} = 1,0 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ e $N_{t,4} = 1,3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$; $n_0 = 8,9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $\mu_{ef} = 6 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$. [35]

4.4 Aproximação Analítica para um Nível de Armadilha

Por intermédio das Figuras 4.13 e 4.14, é feita uma comparação dos dados obtidos através da integração numérica descrita na seção 3.3 com os obtidos através

do cálculo analítico para armadilhas rasas e profundas obtidas na seção 3.2.

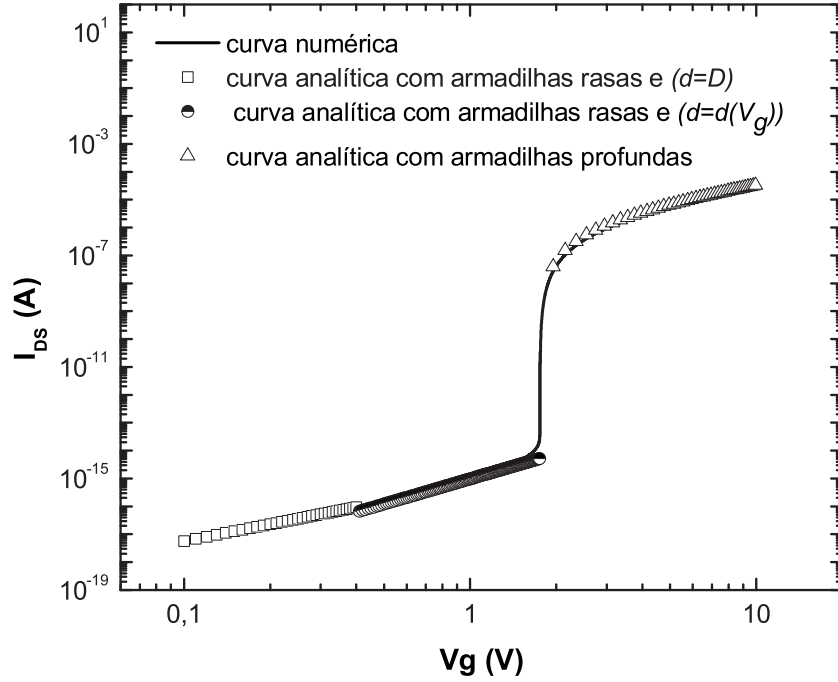


Figura 4.13: Curva de transferência do OFET para um nível discretos de armadilhas. Comparação entre solução numérica e analítica para armadilhas rasas e profundas. A curva preta pontilhada é dada pela equação (3.5). A curva rosa é obtida pela equação (3.27) considerando que a espessura do canal condutor é igual a espessura do filme ($d = D$), a curva vermelha é obtida pela equação (3.27) considerando que a influência espessura do canal condutor e a curva azul é dada pela equação (3.33), também considerando que a influência espessura do canal condutor. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.2.

Para isto, na Figura 4.13 foi plotada primeiramente a curva de transferência numérica levando em consideração a influência do canal condutor. As curvas analíticas são calculadas a partir da equação (3.27), para a situação onde há uma densidade de armadilhas rasas, e (3.33), para a situação onde há apenas armadilhas profundas. Nestas equações, a espessura do canal condutor foi calculada sem a dependência da tensão na direção x ($V(x)$), ou seja, a espessura considerada foi somente a espessura

formada próximo ao eletrodo fonte que está aterrada, onde $V(x = 0) = 0$.

Na Figura 4.13, na região onde há armadilhas rasas é possível observar que a corrente apresenta duas dependências diferentes com a tensão aplicada no portão. No início da curva, à tensões muito baixas, a corrente apresenta uma dependência quadrática com a tensão do portão. Isso ocorre porque o efeito de campo provocado pelo portão é muito pequeno, fazendo com que os portadores de cargas injetados estejam distribuídos por toda a camada ativa do dispositivo. Aplicada uma tensão um pouco maior no portão (aproximadamente $0,4 \text{ V}$, para estes parâmetros), a corrente começa a apresentar uma dependência com o cubo da tensão aplicada no portão. Isso ocorre porque a partir desta tensão começa a aparecer a influência do efeito de campo do portão fazendo com que os portadores de cargas fiquem próximas a interface do isolante, resultando no aparecimento de um canal condutor. Assim, a corrente que já apresentava uma dependência quadrática com a tensão, apresenta agora também, uma dependência linear com a espessura do canal condutor ($d(V_g)$), resultando numa dependência cúbica. Isso ocorre porque na equação (3.27), $Q_{total} = edN_t$ está no denominador. Como $d \propto 1/V_g$, isso implica que $I_{DS} \propto V_g^3$ nesse regime. Já para o caso onde há armadilhas profundas, é possível observar uma pequena região de preenchimento das armadilhas seguido de uma região de regime quadrático da corrente em função da tensão aplicada no portão.

Na a Figura 4.14, utilizamos a curva de transferência da Figura 4.11, que descreve três níveis discretos de armadilhas, para comparar com as curvas analíticas calculadas. As curvas analíticas são calculadas a partir da equação (3.33), situação onde há apenas armadilhas profundas, para apenas um nível discreto de energia. Nesta situação também foi considerado que a espessura do canal condutor não apresenta dependência da tensão na direção x , ou seja, é utilizada a espessura do canal condutor próxima ao eletrodo fonte. Foram plotadas, então, três curvas distintas referentes aos três níveis discretos de armadilhas da curva numérica, com os respectivos parâmetros. O cálculo das curvas analíticas foram feitos desde a tensão limite de preenchimento das armadilhas, para seus respectivos níveis de armadilhas, até $V_g = 10 \text{ V}$, onde: $V_{TFL,1} = 1,9 \text{ V}$, $V_{TFL,2} = 2,9 \text{ V}$ e $V_{TFL,3} = 4,1 \text{ V}$, calculadas a partir da equação (3.35).

Da comparação entre as duas soluções, numérica e analítica, podemos concluir que o modelo analítico apresentado na seção (3.2) representa uma boa aproximação da curva numérica para o OFET na presença de armadilhas.

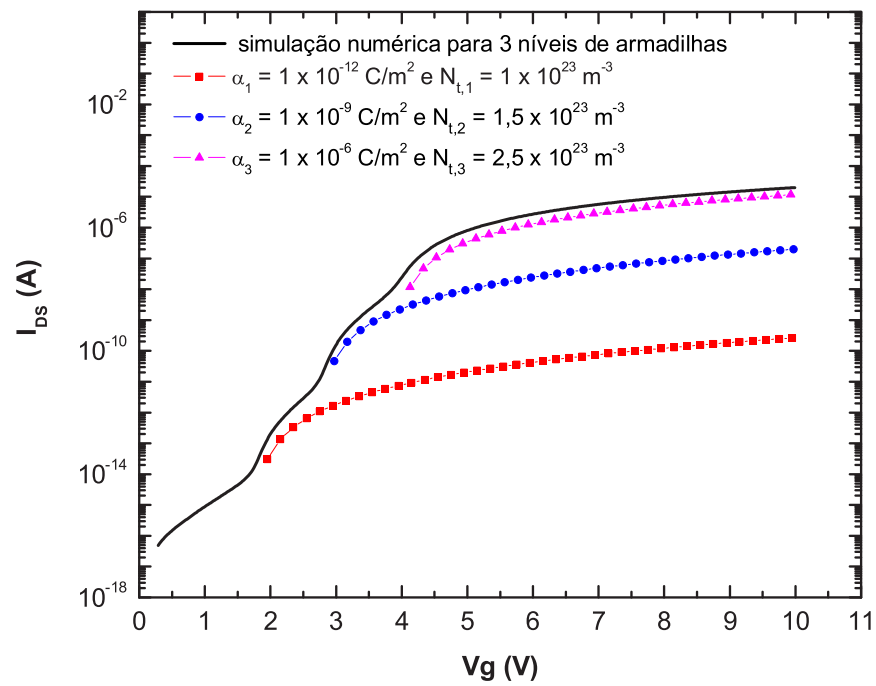


Figura 4.14: Curva de transferência do OFET para três níveis discretos de armadilhas. Comparação entre solução numérica e analítica utilizando a equação (3.33) para armadilhas profundas. Os parâmetros utilizados foram os mesmos da Figura 4.11.

Capítulo 5

Conclusão

Através do modelo apresentado neste trabalho, observou-se que o preenchimento das armadilhas com o aumento da tensão aplicada no portão (V_g) induz uma transição na corrente entre a fonte e o dreno (I_{DS}) como uma função do (V_g). Neste regime, a corrente aumenta rapidamente com o aumento da tensão do portão. Antes e depois da transição de preenchimento das armadilhas a corrente (I_{DS}) varia com o quadrado da tensão do portão.

Foi também constatado que o valor da tensão do portão onde começa a transição de preenchimento das armadilhas, chamada de tensão limite de preenchimento de armadilhas (V_{TFL}), depende fortemente da densidade total de armadilhas na camada ativa do OFET. Este efeito é similar ao observado na tradicional teoria da corrente limitada por cargas espaciais (SCLC) para dispositivos de dois terminais [14]. Já sobre a profundidade energética destas armadilhas de portadores, foi observado que este parâmetro apresenta grande influência sobre a mobilidade efetiva dos portadores, o que influencia diretamente na intensidade da corrente. Através destes resultados, foi visto que é possível descrever a influência das armadilhas sobre o comportamento do OFET de maneira macroscópica, sem se importar com os fenômenos microscópicos que estão envolvidos na captura e re-emissão das armadilhas.

O modelo descreve, portanto, alguns comportamentos similares aos observados na teoria da corrente limitada por cargas espaciais (SCLC), como: (i) apresentam um regime quadrático antes e depois do preenchimentos das armadilhas que são regimes equivalentes à lei de Mott-Gurney na presença de armadilhas e a lei de Mott-Gurney livre de armadilhas, respectivamente. (ii) Na região de preenchimento das armadilhas, a corrente depende fortemente da tensão aplicada, como também é

visto para o regime de *Trap-Filling* para a SCLC. (iii) Para os casos onde a camada ativa do OFET possui uma densidade de portadores intrínsecos (n_0), foi observado o comportamento linear da corrente em relação a tensão do portão, similar ao regime ôhmico observado para a SCLC.

Uma característica peculiar aos OFETs, que pode ser observada através deste modelo, foi a dependência da corrente (I_{DS}) com aproximadamente o cubo da tensão do portão (V_g^3) na região que precede a região de preenchimento das armadilhas de portadores. Este fenômeno é resultado da dependência que a espessura do canal condutor apresenta em relação à tensão aplicada no portão, que é uma característica da arquitetura deste dispositivo.

A distribuição uniforme das armadilhas em múltiplos níveis discretos de energia na camada ativa do OFET, faz com que o comportamento da corrente em função da tensão do portão seja comparado a uma dependência exponencial. Essa observação é compatível com o que ocorre em dispositivos de dois terminais descritos pela teoria da corrente limitada por cargas espaciais. Sobre estas condições, foi observado que a região de preenchimento das armadilhas apresenta um comportamento mais suave comparado ao caso onde possuímos apenas um nível discreto de armadilhas.

Através deste modelo foi possível, ainda, ajustar dados experimentais de um OFET, mostrando que as principais características da curva de transferência previstas pelo modelo são passíveis de observação experimental. Conclui-se, portanto, que o modelo aqui proposto, embora simples, pode ser aplicado a dados experimentais a fim de se obter estimativas sobre importantes parâmetros da camada ativa que regulam o desempenho dos dispositivos, como a mobilidade dos portadores e a densidade total de armadilhas.

Trabalhos Futuros

Este trabalho mostra o comportamento de OFETs sobre a influência de armadilhas de portadores de cargas distribuídas em níveis discretos de energia na camada ativa do dispositivo. Devido a grande área de aplicação deste dispositivo e o restrito conhecimento da dinâmica microscópica envolvida na injeção e transporte de portadores em semicondutores orgânicos, vários aspectos podem ser adicionados à este modelo, dando continuidade ao trabalho. Algumas sugestões são, portanto:

- Analisar mais profundamente o comportamento do OFET na presença de uma distribuição exponencial de armadilhas de portadores;
- Analisar o comportamento microscópico dos parâmetros que influenciam na captura e re-emissão dos portadores de cargas pelas armadilhas;
- Analisar as propriedades elétricas microscópicas que influenciam no transporte de portadores em materiais orgânicos e como elas afetam as curvas características dos OFETs;
- Analisar os problemas de injeção e transporte em transistores orgânicos de efeito de campo ambipolares, já que sobre este modo de operação pode haver indução e formação de éxcitons na camada ativa do dispositivo. Desta forma, a confecção desse transistor orgânico emissor de luz representaria a menor integração possível entre uma fonte de luz e um dispositivo de chaveamento;
- Modelar transistores orgânicos de efeito de campo que possuam como camada ativa nanotubos de carbono, descrevendo os mecanismos responsáveis pelas propriedades de transporte de portadores de cargas neste material.

Apêndice

A1 - Análise da Espessura do Canal Condutor

Partindo das equações (2.7) e (2.8), que são as equações de Poisson (sem armadilhas) e da corrente de arrasto e difusão, respectivamente, temos:

$$\frac{dE_y}{dy} = -\frac{e}{\epsilon} n = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (5.1)$$

$$J = e\mu n E_y - eD \frac{dn}{dy} = \mu\rho E_y - D \frac{d\rho}{dy}. \quad (5.2)$$

Substituindo a densidade de cargas (ρ) da equação (5.1) na equação (5.2), obtemos:

$$J = \mu\rho E_y + D\epsilon \frac{d^2 E_y}{dy^2}, \quad (5.3)$$

sendo que o coeficiente de difusão D , é dado pela relação de Einstein:

$$D = \mu \frac{kT}{q} \quad (5.4)$$

Substituindo as equações (5.4) e (5.1) na equação (5.3), temos:

$$J = -\mu\epsilon \frac{dE_y}{dy} E_y + \mu\epsilon \left(\frac{kT}{e} \right) \frac{d^2 E_y}{dy^2}, \quad (5.5)$$

onde a razão (kT/e) é definida como uma tensão térmica (V_t). Desta forma a equação (5.5), torna-se:

$$\frac{J}{\mu\epsilon} = -E_y \frac{dE_y}{dy} + V_t \frac{d^2 E_y}{dy^2}, \quad (5.6)$$

como:

$$\frac{d}{dy}[E_y^2] = 2E_y \frac{dE_y}{dy}, \quad (5.7)$$

substituindo a equação (5.7) na equação (5.6), temos:

$$\frac{J}{\mu\epsilon} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dy}[E_y^2] + V_t \frac{d^2 E_y}{dy^2}. \quad (5.8)$$

Integrando a equação (5.8) sobre o eixo y e o campo elétrico, temos:

$$\frac{2yJ}{\mu\epsilon} - \mathbb{C} = -E_y^2 + V_t \frac{dE_y}{dy}. \quad (5.9)$$

Para o caso onde $J = 0$, temos:

$$V_t \frac{dE_y}{dy} - E_y^2 = -\mathbb{C}, \quad (5.10)$$

Para que não exista o catodo virtual no caso em que $J = 0 \rightarrow \mathbb{C} = 0$.

$E = E(y)$ é a função monótona de y no interior do filme.

A partir das considerações acima, a equação (5.10), torna-se:

$$V_t \frac{dE_y}{dy} - E_y^2 = 0, \quad (5.11)$$

Integrando a equação (5.11) sobre o eixo y desde 0 até y e o campo elétrico na direção y desde 0 até E_y (considerando a condição de contorno de que $E_y(y = D) = 0$), temos:

$$E(y) = \frac{2V_t}{y - \mathbb{C}_2}. \quad (5.12)$$

Da equação (2.7) e da equação (5.11), temos, respectivamente:

$$\frac{dE}{dy} = \frac{\rho}{\epsilon}, \quad (5.13)$$

$$\frac{dE}{dy} = -2V_t \frac{d}{dy}(y - \mathbb{C}_2)^{-1} = 2V_t \left(\frac{1}{y - \mathbb{C}_2} \right)^2. \quad (5.14)$$

Substituindo a equação (5.14) na equação (5.13), temos:

$$\rho = \frac{2\epsilon V_t}{(y - \mathbb{C}_2)^2}, \quad (5.15)$$

Para $y = 0$, temos:

$$\rho_0 = \frac{2\epsilon V_t}{\mathbb{C}_2^2}, \quad (5.16)$$

Desta forma, a constante \mathbb{C}_2 pode ser definida como:

$$\mathbb{C}_2 = \sqrt{\frac{2V_t\epsilon}{\rho_0}}. \quad (5.17)$$

Da equação (5.12) para $y = 0$, temos:

$$E_0 = \frac{2V_t}{\mathbb{C}_2} \quad (5.18)$$

Substituindo a equação (5.17) na equação (5.18):

$$E_0^2 = \frac{2V_t\rho_0}{\epsilon}. \quad (5.19)$$

Desta forma a densidade de portadores de cargas para $y = 0$, é dada por:

$$\rho_0 = \frac{e\epsilon E_0^2}{2kT}, \quad (5.20)$$

Como a condição de contorno do campo elétrico na interface é $\epsilon_1 E_y = \epsilon_i E_0$, temos que:

$$E_0 = \frac{\epsilon_i E_y}{\epsilon}. \quad (5.21)$$

Substituindo a equação (5.21) na equação (5.20):

$$\rho_0 = \frac{e\epsilon_i^2 E_y^2}{2\epsilon kT}. \quad (5.22)$$

A equação (5.22) descreve a dependência que a densidade de portadores de cargas possui com o campo elétrico resultante na direção y .

A2 - Distribuição Exponencial de Armadilhas

Partindo da equação (3.9) que descreve a ocupação das armadilhas de acordo com o princípio do balanço detalhado, temos:

$$\sum_j n_{t,j}(x) = \sum_j \frac{N_{t,j}}{(1 + \alpha_j/n(x))}. \quad (5.23)$$

Para fazer uma aproximação dos diferentes níveis de armadilhas encontrados em sistemas amorfos, é possível considerar uma distribuição de armadilhas com diferentes energias de excitação térmica. Desta forma $N_{t,j}$ é repassado para $g(\varepsilon)$ que representa uma densidade de estados localizados por unidade de energia e α_j é repassado para um $\alpha(\varepsilon) = \mathcal{N} \exp(-\varepsilon/kT)$, onde \mathcal{N} corresponde a densidade de estados localizados no LUMO. Assim, a densidade total de elétrons armadilhados $n_{t,j}(x)$ na equação (5.23) é repassada de um somatório sobre j para uma integral:

$$n_t(x) = \int_0^{\varepsilon_F} \frac{g(\varepsilon)d\varepsilon}{1 + \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_F)/kT]}, \quad (5.24)$$

onde ε_F é determinado pela densidade de elétrons livres ou $\varepsilon_F = kT \ln[\mathcal{N}/n(x)]$.

Usualmente, a distribuição usada para descrever os níveis de energia em sistemas amorfos é dada por uma densidade que cresce exponencialmente com o decrescimento da energia de excitação térmica:

$$g(\varepsilon) = \frac{N_t}{kT_c} \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT_c}\right), \quad (5.25)$$

onde k é a constante de Boltzmann, T_c é a temperatura que caracteriza a profundidade energética da distribuição das armadilhas e ε é a energia de excitação.

Aplicando a equação (5.25) na equação (5.24), assumindo que $T_c \gg T$, temos:

$$n_t(x) \approx \frac{N_t}{kT_c} \frac{n(x)}{\mathcal{N}} \int_0^{\varepsilon_F} \exp\left[-\frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{T - T_c}{T_c T}\right)\right] d\varepsilon + \frac{N_t}{kT_c} \int_{\varepsilon_F}^{\infty} \exp\left[-\frac{\varepsilon}{kT_c}\right] d\varepsilon, \quad (5.26)$$

a qual pode ser integrada para dar:

$$n_t(x) = N_t \left[\frac{l}{l-1} \left(\frac{n(x)}{\mathcal{N}}\right)^{1/l} - \frac{l}{l-1} \frac{n(x)}{\mathcal{N}} \right], \quad (5.27)$$

onde $l = T_c/T$.

Lembrando da equação (3.10), a qual relaciona a densidade de portadores injetados com a densidade de portadores livres e a densidade de portadores armadilhados, dada por:

$$n_g = n + n_t(x). \quad (5.28)$$

Se substituir a equação (5.27) na equação (5.28) e transformar todas as densidade de portadores em densidades de portadores de cargas por unidade de área é possível, então, resolver este polinômio para determinar a densidade superficial de cargas livres (Q_f). Desta forma, basta apenas substituir o resultado para Q_f na equação (3.5) e efetuar a integração para obter a curva característica ($I_{DS} \times V_{DS}$) e a curva de transferência ($I_{DS} \times V_g$).

Na Figura 5.1 os parâmetros utilizados foram: $N_c = 1 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ (densidade de estados localizados na banda de condução), de $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e o parâmetro $l = 10$. Neste gráfico é possível observar que a região de preenchimento das armadilhas apresenta uma transição mais suave do que nos casos onde há armadilhas distribuídas em níveis discretos, como foi visto nos resultados apresentados no capítulo 4. O comportamento desta região assemelha-se a uma lei de potência. Antes e depois da região de preenchimento das armadilhas, é observado o regime quadrático da corrente em relação da tensão aplicada no portão.

Alguns estudos já realizadas para analisar o comportamento da corrente em sistemas tipo sanduíche na presença de uma distribuição exponencial de armadilhas de portadores de cargas, demonstram que na região de preenchimento das armadilhas a corrente apresenta uma dependência tipo lei de potência com fator $(l + 1)$ [14]. Assim, fizemos um ajuste linear na curva da Figura 5.1 na região de preenchimento das armadilhas, na qual foi observado que a corrente apresenta uma dependência tipo lei de potência com fator $(\sim 10, 89)$, o que demonstra uma boa aproximação entre os dois modelos.

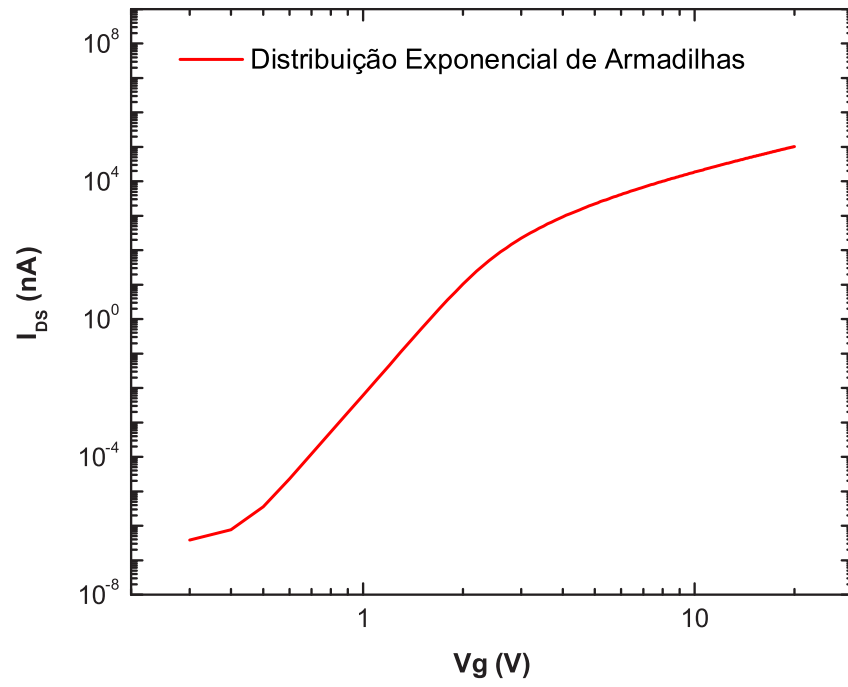


Figura 5.1: Curva de transferência do OFET na presença de uma distribuição exponencial de armadilhas. A densidade de Estados localizados na banda de condução é de $N_c = 1 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$, a densidade total de armadilhas é de $N_t = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ e $l = 10$.

Referências Bibliográficas

- [1] G. Hadziioannou e P. F. van Hutten. *Semiconducting Polymers*. (WILEY-VCH Verlag, 2000).
- [2] G. Horowitz. *Organic Field-Effect Transistors*. *Advanced Materials* **5**, 10 (1998).
- [3] G. Horowitz, R. Hajlaoui, D. Fichou, e A. El Kassmi. *Gate voltage dependent mobility of oligothiophene field-effect transistors*. *Journal of Applied Physics* **85**, 3202 (1999).
- [4] R. F. Pierret. *Field effect devices*. (Addison-Wesley, 1990).
- [5] C. D. Dimitrakopoulos e D. J. Masearo. *Organic thin-film transistors: A review of recent advances*. *IBM Journal of research and development* 45, no. 1 (2001).
- [6] A. Y. Natori, Dissertação, Universidade Federal do Paraná. Curitiba (2003).
- [7] A.R. Brown, C.P. Jarrett, D.M. de Leeuw e M. Matters. *Field-effect transistors made from solution-processed organic semiconductors*. *Synthetic Metals* **88**, 37 (1997).
- [8] Retirado em Janeiro, 2008. <http://atribo2p.blogspot.com/2007/05/sony-cria-primeira-tela-flexvel-que.html>
- [9] C. Tonezer. Dissertação. Universidade Federal do Paraná. Curitiba (2007).
- [10] S. M. Rezende. *A Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. (Editora da Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 1996).
- [11] M. Koehler. Tese. Universidade Federal de Santa Catarina. Curitiba (2000).
- [12] *Organic semiconductor world*. Retirado em dezembro, 2007. <http://www.orgworld.de/>

- [13] W. Brütting. *Physics of Organics Semiconductors*. (WILEY-VCH Verlag, 2005).
- [14] M. A. Lampert e P. Mark. *Current Injection in Solids*. (Academic, New York, 1970).
- [15] D. R. Lamb. *Electrical Conduction Mechanisms in Thin Insulating Films*. (Methuen and co, London, 1967).
- [16] K. C. Kao e W. Hwang. *Electrical Transport in Solids*. (Pergamon, Oxford (1981).
- [17] M. Kiy. Tese. Swiss Federal Institute of Technology Zürich. Zürich (2002).
- [18] *Principles of Semiconductor Devices*. Retirado em Novembro, 2007. <http://ece-www.colorado.edu/~bart/book/>
- [19] G. Voss. Dissertação. Universidade Federal do Paraná. Curitiba (2003).
- [20] H. Böttger e V. V. Bryksin. *Hopping Conduction in Solids*. (Akademie Verlag Berlin, 1985).
- [21] S. Roth. *One-Dimensional Metals*. (VCH, New York, 1995).
- [22] O. Madelung. *Introduction to Solid-State Theory*. (Springer-Verlag Berlin, 1978).
- [23] M. Pope and C. E. Swenberg. *Electronic Processes in Organic Crystals and Polymers*. (Oxford University Press, 1999).
- [24] M. Koehler e I. Biaggio. *Influence of diffusion, trapping, and state filling on charge injection and transport in organic insulators*. Physical Review B **68**, 075205 (2003).
- [25] M. Koehler e I. Biaggio. *Space-charge and trap-filling effects in organic thin film field-effect transistors*. Physical Review B **70**, 045314 (2004).
- [26] P. Stallnga e H.L. Gomes. *Modeling electrical characteristics of thin-film field-effect transistors. Trap-free materials*. Synthetic Metals **156**, 1305 (2006).
- [27] J. S. Blakemore. *Semiconductor Statistics*. (Dover Phoenix Editions, 1987).
- [28] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. (Wiley, New York, 1981).

- [29] G. Horowitz. *The Concept of "Threshold Voltage" in Organic Field-Effect Transistors*. Advanced Materials **12**, 10 (1998).
- [30] P. Delannoy. *Dark Conductivity, Photoconductivity and Photovoltaic Conversion in Organic Molecular Solids*. Materials Science **VII**, No. 1, (1981).
- [31] E. F. Ferrari, M. Koehler, e I. A. Hümmelgen. Capacitance-transient-spectroscopy model for defects with two charge states. Physical Review B **55** n.15, 9590 (1997).
- [32] H. Sirringhaus. *Organic semiconductors: An equal-opportunity conductor*. Nature Materials **2**, 641 (2003).
- [33] G. T. Wright. *Theory of the space charge limited surface channel dielectric triode*. Solid-State Electronics **7**, 167 (1963).
- [34] G. Horowitz e P. Delannoy. *An analytical model for organic-based thin-film transistors*. Journal of Applied Physics **70**, 469 (1991).
- [35] P. B. Shea, J. Kanicki e N. Ono. *Field-effect mobility of polycrystalline tetra-benzoporphyrin thin-film transistors*. Journal of Applied Physics **98**, 014503 (2005).